
I. *Ueber die Diathermanität einiger Gasarten und gefärbten Flüssigkeiten; von R. Franz.*

Melloni's Untersuchungen über die strahlende Wärme haben gezeigt, daß die Farbe und Durchsichtigkeit der Körper mit der Diathermanität derselben in keinem Zusammenhange steht, undurchsichtige Körper zeigten sich z. B. bisweilen diathermaner, als vollkommen durchsichtige. Die Untersuchungen Melloni's, und der durch das Interesse, das jene hervorriefen, zu ähnlichen Versuchen angeregten Physiker beschränkten sich größtentheils auf feste farbige Körper, während von Flüssigkeiten nur die farblosen untersucht wurden, oder nur ihrem Wesen nach verschiedene farbige, bei denen die Farbe selbst nicht als eigentlicher Grund der Verschiedenheit ihrer Diathermanität angesehen werden kann. Es schien daher von Interesse, sowohl farbige Lösungen in einer bestimmten Flüssigkeit, z. B. in destillirtem Wasser, einer näheren Untersuchung auf die Menge der Wärmestrahlen, der sie, im Vergleich zu der von klarem Wasser hindurchgelassenen, den Durchgang gestatten, als auch die farbigen Gase auf ihre Diathermanität zu untersuchen. Beide Aufgaben sind zum Gegenstand der vorliegenden Arbeit gemacht worden.

Die Lösungen zeigen eine große Uebereinstimmung mit den festen Körpern, durch deren Auflösung in Wasser sie entstanden sind. Auch unter ihnen finden sich sehr dunkle, fast vollkommen undurchsichtige, welche sich als diathermaner darstellen, wie fast ganz farblose Lösungen. Ein Zusammenhang zwischen der Diathermanität und Dia-

phanie scheint aber meistens in sofern stattzufinden, als die diathermanen Lösungen gewöhnlich gerade dem rothen Theile und zum Theil dem dunklen Theile des Spectrums den Durchgang gewähren, während die adiathermanen gerade diese Strahlen auslöschen, und nur Wellen von kürzerer Länge hindurchlassen.

Zu den folgenden Versuchen wurde eine thermoelektrische Säule, aus 32 Wismuth-Antimon Elementen bestehend, angewendet, die quadratische bestrahlte Fläche der Löthstellen hatte eine Seitenlänge von 16,5^{mm}. Diese Säule stand mit einem Spiegelgalvanometer ¹⁾ in Verbindung, dessen Ablenkungen mit Hülfe eines Fernrohrs an einer von dem Spiegel 2^m entfernten Scala abgelesen wurden. Als Wärmequelle diente eine Argand'sche Lampe, welche mit einem parabolischen Spiegel versehen war, in dessen Brennpunkt die Flamme der Lampe sich befand. Zwischen die Lampe und die thermoelektrische Säule wurden die verschiedenen Substanzen, deren Diathermanität untersucht werden sollte, in Röhren oder Flaschen eingeschaltet. Ein Schirm, welcher zwischen die Wärmequelle, und die angefüllte Röhre oder Flasche gestellt war, wurde beim Versuch selbst mit dem ersten Schlage eines Sekundenpendels entfernt; nach 50 bis 60 Sekunden nahm der magnetische Spiegel eine feste Stellung ein. Diese wurde beim sechzigsten Pendelschlage notirt, der Schirm wieder an die oben bezeichnete Stelle gebracht, und nach neuen 60 Sekunden wieder die Stellung des Spiegels abgelesen. Aus den beiden Stellungen des Spiegels beim Beginn des Versuchs und bei Beendigung desselben wurde das Mittel genommen, damit ein durch irgend welche äußere Ursache möglicherweise entstandener Fehler eliminirt werde. Bei ungeänderter Aufstellung der Apparate folgten für gewöhnlich 5 bis 8 Beobachtungen, je aus 3 Ablesungen bestehend, auf einander, die selten um mehr als 2 bis 3 Einheiten der angewandten Scala von einander differirten.

Zur Aufnahme der Gasarten dienten, innen mit einem

1) Pogg. Ann. Bd. 89, S. 504.

matten schwarzen Ueberzug versehene, Glasröhren von 27 bis 29^{mm} innerem Durchmesser und 452^{mm} und 900^{mm} Länge. Dieselben waren an dem einen Ende seitlich durchbohrt, und eine Messingfassung mit Hahn gestattete, sie mit einer Luftpumpe in Verbindung zu setzen. Glasplatten von 1,9^{mm} Dicke schlossen von beiden Seiten die Röhren. Nachdem das zu untersuchende Gas durch die Luftpumpe aus einem Gasometer von Glas in die leer gepumpte Röhre geströmt war, wurde dieselbe noch einmal ausgepumpt und nach einer zweiten Füllung der Versuch erst angestellt, damit das Gas so rein wie möglich der Untersuchung ausgesetzt werde. Die Füllung der Röhre mit Chlor geschah auf andere Weise. Die Röhre wurde auf der einen Seite mit einer Glasscheibe geschlossen, und ein langes engeres Rohr mit dem Gasometer, das mit Chlor gefüllt war, in Verbindung gesetzt; dieses Rohr reichte beim Oeffnen des Gasometerhahns bis ans Ende der Röhre. Sobald dieselbe vollkommen mit Chlor gefüllt zu seyn schien, wurde sie langsam bei fortwährendem Einstromen des Gases entfernt, und dann geschlossen. Die salpetrige Säure trat auf ähnliche Weise aus der Entwicklungsflasche in die Röhre, wurde aber vorher durch ein Glasrohr, das in kaltem Wasser lag, geleitet, damit die in dem Gase enthaltenen Wasserdämpfe condensirt wurden. Die Füllung der Röhre mit Bromdämpfen wurde dadurch bewirkt, dafs ein kleines Uhrglas, mit flüssigem Brom angefüllt, in die Röhre gestellt wurde, und zwar an dem Ende, das der Wärmequelle zunächst lag. In kurzer Zeit war die Röhre dann so mit Bromdämpfen angefüllt, dafs sie fast undurchsichtig war. Die grofse Menge von Bromdämpfen, welche sich an die Wände der Röhre anlegte, verbot gleich nach der Untersuchung des Brom die Diathermanität der atmosphärischen Luft in derselben Röhre zu untersuchen; es wurden daher die Versuche mit Luft vor der Füllung mit Brom angestellt, und bei den folgenden Versuchen, welche die Menge der durch das Brom strahlenden Wärme ergaben, stets diejenigen als maafsgebend

betrachtet, welche die geringste Menge von durchstrahlender Wärme angaben. Die ersten Ablesungen zeigten eine gröfsere Ablenkung des Galvanometerspiegels, als die späteren, weil die Einwirkung der Wärmequelle auf das flüssige Brom im Uhrglase nach und nach eine gröfsere Dampfbildung bewirkte. Nach einiger Zeit wurden die Ablenkungen stets constant.

Bei den Vergleichen der Diathermanität der verschiedenen Gase, ist die Menge der durch die mit verdünnter Luft (5^{mm} Druck) gefüllte Röhre strahlenden Wärme gleich 100 gesetzt worden, wiewohl nicht ein directer Vergleich zwischen der Strahlung durch Bromdämpfe, salpetrige Säure und Chlor mit der Strahlung durch den luftverdünnten Raum angestellt worden ist, sondern nur ein unmittelbarer Vergleich der Diathermanität dieser Gase mit der der atmosphärischen Luft von mittlerer Dichtigkeit stattfand, und alsdann das Diathermanitäts-Verhältnifs der Luft zum luftverdünnten Raum in Rechnung gebracht wurde.

Zu den Untersuchungen der Diathermanität gefärbter Flüssigkeiten wurden an Stelle der Röhren cubische Flaschen angewendet, welche an zwei gegenüberstehenden Wänden durchbohrt waren; diese Durchbohrungen waren mit einer Messingfassung umgeben, auf welche Glasplatten, einander vollkommen parallel, aufgeschliffen waren. Die Glasplatten, von der Dicke der früher benutzten, hatten im Innern einen Abstand von 63^{mm}; diese Gröfse bezeichnet also die Länge der untersuchten Flüssigkeitsschicht. Die Flaschen wurden mit den verschiedenen zu untersuchenden Flüssigkeiten gefüllt, und dann die Mengen der Wärmestrahlen, welche die Flüssigkeiten durchdrangen, auf dieselbe Weise, welche oben für die Versuche mit den Gasarten angegeben ist, bestimmt.

Damit nicht bei den Versuchen, die mit einander in Beziehung stehen, aus einer Verringerung der Intensität der Wärmequelle Fehler in den Resultaten entstünden, wurden stets zwischen den verschiedenen Lösungen die Versuche mit destillirtem Wasser wiederholt, und nur dann

die Versuche als maassgebend betrachtet, wenn zwischen den einzelnen Versuchsreihen für die Menge der durch das Wasser gehenden Strahlen sich dieselben Werthe ergaben. Hingegen wurde an verschiedenen Tagen die Intensität des auf die untersuchende Substanz fallenden Wärmebündels durch Verrückung der als Wärmequelle dienenden Argand'schen Lampe verändert.

Die Ablenkungen des Spiegels überstiegen nicht 3° , deshalb konnten die Spiegelablenkungen den ablenkenden Stromintensitäten gleichgesetzt werden.

Die Wärme des Zimmers, in welchem die Beobachtungen angestellt wurden, ist constant auf 12° C. erhalten worden.

Es mögen zunächst die mit dem luftverdünnten Raum und verschiedenen Gasarten angestellten Versuche folgen.

1. Diathermanität einiger Gasarten, verglichen mit der Diathermanität des luftverdünnten Raums.

Bei Anwendung der langen Glasröhre (90^{cm}) ergaben sich, wenn die Luft in der Röhre bis auf 5^{mm} Druck verdünnt war, folgende Resultate:

Ruhelage des Spiegels.	Ausschlag.	Größe der Ablenkung.
250,2	297	46,8
250,8	296,8	46,0
251,2	297,2	46,0
250,8	297,2	46,4
250	206,5	46,5
		Mittel 46,34.

Für die Strahlung durch die wieder mit atmosphärischer Luft gefüllte Röhre zeigte sich:

Ruhelage des Spiegels.	Ausschlag.	Größe der Ablenkung.
250,5	294,8	44,3
249,5	293,5	44,0
250	294,3	44,3
251	295,8	44,8
251,2	297	45,8
251	296	45,0
		Mittel 44,7.

Diese Versuche zeigen demnach einen Verlust der durch atmosphärische Luft strahlenden Wärme gegen die durch den luftverdünnten Raum strahlende von 3,54 Proc., oder, setzt man die durch den luftverdünnten Raum von 90^{cm} Länge gehenden Wärmestrahlen gleich 100, so gehen durch eine gleich grofse Schicht atmosphärischer Luft nur 96,46 Strahlen.

Spätere Versuche stellten dieses eben angegebene Verhältniſs folgendermaſsen dar:

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung des luftverdünnten Raums.	der atmosph. Luft.	Procente des Verlustes.
45,825	44,66	2,55
37,3	36	3,49
41,44	40,2	3,00
41,85	40,9	2,28
55,83	54,4	2,75
25	24,2	3,20
46,34	44,7	3,54
		Mittel 2,97.

Jede dieser Zahlen ist aus einer Reihe von 5 bis 8 Beobachtungen entstanden. Die kurze Röhre lieferte ein wenig abweichendes Resultat. Es würde hiernach der mittlere Werth für die Menge der durch eine Schicht atmosphärischer Luft mittlerer Dichtigkeit von 90^{cm} Länge gehenden Wärmemenge durch 97 ausgedrückt werden, wenn man die Menge der Wärme, welche eine gleich grofse Schicht bis zum Druck von 5^{mm} verdünnter Luft durchstrahlt, mit 100 bezeichnet.

Dieser geringe Unterschied zwischen der Diathermanität des luftverdünnten Raumes und der atmosphärischen Luft liefs von vorn herein erwarten, dafs die anderen vollkommen farblosen Gasarten keine entschiedene Abweichungen in ihrer Diathermanität von der der atmosphärischen Luft zeigen würden, wenigstens nicht, sobald nur eine Luftschicht von 90^{cm} Länge der Untersuchung unterworfen wird. Es möge daher hier genügen, nur die Mittel aus drei Versuchsreihen für die Menge der durch Wasserstoff,

Kohlensäure und Sauerstoff gehenden Strahlen zu verzeichnen, wenn die Menge der durch den luftverdünnten Raum gehenden Strahlen wiederum durch 100 bezeichnet wird.

Wasserstoff 97,395

Kohlensäure 97,14

Sauerstoff 97.

Die einzelnen Resultate der Beobachtungen greifen in einander über.

Entschiedener treten Unterschiede in der Durchstrahlung der Wärme bei den farbigen Gasen und Dämpfen hervor. Die größte Differenz zeigte die mit Bromdämpfen und atmosphärischer Luft gefüllte Röhre. Die Versuche gaben bei Anwendung der kurzen Röhre folgende Zahlen:

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung des Brom.	der atmosph. Luft.	Procente des Verlustes.
16,4	19,75	16,75
57	70	18,57
96,3	117,3	17,87
37,87	45,7	17,14
76,5	91,5	16,39
75	90,75	17,38
57,75	70	17,50
		Mittel 17,37.

Aus diesen Versuchen folgt, dass die Menge der durch mit Bromdämpfen gemischte atmosphärische Luft gehenden Strahlen zu der durch atmosphärische Luft gehenden sich verhält wie

82,63 : 100.

Auf den luftverdünnten Raum bezogen würde die Menge der die Bromdämpfe durchstrahlenden Wärme gleich 80,15 seyn ¹⁾. Die lange Röhre, mit Bromdämpfen gefüllt, liefs von 100 Strahlen, welche dieselbe, mit Luft gefüllt, durch-

1) Da der Unterschied der bei Durchstrahlung des luftverdünnten Raums und der atmosphärischen Luft für die lange und kurze Röhre gefundenen Resultate die Beobachtungsfehler nicht übersteigt, so ist hier, wie auch bei den folgenden Vergleichen dieses Verhältniss für die kurze Röhre dem für die lange Röhre oben gefundenen 100 : 97 gleichgestellt.

drangen, nur 77,6 hindurch, also von 100 den luftverdünnten Raum durchdringenden Wärmestrahlen 75,27.

Geringer ist der Verlust, den die Wärmestrahlen beim Durchgang durch salpetrige Säure erleiden. Drei Versuchsreihen gaben folgende Werthe für diesen auf 100 durch die atmosphärische Luft gehende Strahlen bezogenen Verlust:

8,45; 6,9; 8,0;

oder, die mittlere Menge der durch salpetrige Säure gehenden Wärmestrahlen beträgt 92,32, wenn die Menge der durch eine ebenfalls 45,2^{cm} lange Säule atmosphärischer Luft strahlenden Wärme gleich 100 gesetzt wird. Auf eine gleich große Schicht bis zum Druck von 5^{mm} verdünnter Luft reducirt, ist das Verhältniß der durch salpetrige Säure gehenden Strahlen 89,55 : 100. Trotz der oben erwähnten Vorsichtsmaßregeln, die salpetrige Säure von Wasserdampf zu befreien, gelang es nicht, die lange Röhre mit vollkommen wasserfreier salpetriger Säure zu füllen, weshalb die nicht vollkommen sicheren Resultate, die bei den genannten Versuchen erzielt wurden, hier übergangen werden.

Die mit Chlor gefüllte kurze Röhre zeigte im Vergleich mit der atmosphärischen Luft auf je 100 Strahlen in 3 Versuchsreihen Verluste von

5,6; 4,1; 6,55

Strahlen. Das Chlor liefs also im Mittel 94,56 Strahlen hindurch, oder auf den luftverdünnten Raum bezogen, 91,72 Proc.

Die Mengen der durch eine Schicht von 45,2^{cm} der untersuchten Gasarten gehenden Wärmestrahlen einer Argand'schen Lampe sind also folgende (ohne Berücksichtigung der wenig entschiedenen Zahlen für Sauerstoff und Kohlensäure):

luftverdünnter Raum	100,0
Wasserstoffgas	97,4
atmosphärische Luft	97,0
Chlor	91,7
salpetrige Säure	89,5
Bromdämpfe	80,1.

Es schien von Interesse auch die Joddämpfe auf ihre Diathermanität zu untersuchen, da sich annehmen läßt, daß diese violetten Dämpfe, die nur den Lichtstrahlen von kleinster Wellenlänge den Durchgang zu gestatten scheinen, die Lichtstrahlen von größerer Wellenlänge aber größtentheils absorbiren, weniger diatherman, als irgend ein anderes Gas seyn werden ¹⁾. Eine große Schwierigkeit bei Ausführung dieser Versuche bietet der Umstand dar, daß das Jod erst bei hoher Temperatur in Dampfform übergeht. Der erste Versuch war folgender: Das Jod wurde in ein Gefäß gebracht, das in einem erhitzten Oelbade stand; die hohe Temperatur des Oelbades veranlaßte aber durch eigene Strahlung auf die thermo-elektrische Säule eine solche Unruhe des Galvanometerspiegels, daß dieser Weg zu einem günstigen Resultat zu gelangen, verlassen werden mußte. Etwas entscheidender und für die oben angedeutete Vermuthung sprechend fiel folgender Versuch aus: Eine Flasche mit parallelen Wänden, welche wie die oben beschriebenen Flaschen seitlich durchbohrt und mit Glasscheiben verschlossen war, wurde mit einem Dreifuß versehen, der, auf dem Boden der Flasche stehend, eine massive Metallschale zu tragen vermochte. Eine solche Schale wurde stark erhitzt auf den Dreifuß gestellt, sie stand so tief, daß ihre eigene Strahlung auf die Thermosäule, wie der Versuch zeigte, keine Ablenkung des Galvanometerspiegels bewirkte. Nach Entfernung des Schirmes veranlaßten die durch die Flasche gehenden Wärmestrahlen der sehr genäherten Argand'schen Lampe einen Ausschlag des Spiegels, der 493 Theilstreichen der Scala entsprach. Darauf wurde durch die obere Oeffnung der Flasche Jod auf die heiße Schale geworfen, und sobald die Dämpfe sich entwickelten, sank die Menge der durchgelassenen Strahlen so,

1) Nach Wrede's Untersuchungen absorbiren die Joddämpfe bei steigender Intensität das ganze Spectrum, bis auf einen kleinen Theil des Roth. Pogg. Ann. Bd. 33, S. 369. Hingegen löscht Chlor das Blau aus, Brom zeigt außerdem dunkle breite Streifen im Roth. Miller and Daniell Phil. Mag. ser. III. vol. II. p. 381. Pogg. Ann. Bd. 28, S. 387.

dafs der Spiegel nur noch eine Ablenkung von 178 Theilstreichen aus seiner Ruhelage anzeigte. Da nun aber die Glasplatten, durch welche die Wärme strahlte, nicht eine so hohe Temperatur angenommen hatten, um das Jod, das sich auf sie in Krystallform niederschlug, zu verdampfen, so wurde durch die Trübung dieser Glasplatten der Vergleich mit dem ersten Ausschlag des Spiegels ein ungenauer, und es mufste bei fortdauernder Strahlung der Lampe der Zeitpunkt abgewartet werden, an welchem keine Joddämpfe mehr in der Flasche vorhanden waren. Dieser Zeitpunkt trat nach Verlauf von etwa $\frac{1}{4}$ Stunde ein; der Spiegel zeigte eine Ablenkung von 318,5 Theilstreichen aus seiner Ruhelage. Dieser Versuch ist zu ungenau, als dafs aus ihm das numerische Verhältnifs der Diathermanität von Joddämpfen zu der der atmosphärischen Luft bestimmt werden könnte. Nur das scheint mit Entschiedenheit hervorzugehen, dafs die Joddämpfe um Vieles weniger diatherman sind, als die übrigen untersuchten Gase und Dämpfe.

II. Diathermanität gefärbter Flüssigkeiten, verglichen mit der Diathermanität des destillirten Wassers.

Die Argand'sche Lampe stand bei den Versuchen mit Flüssigkeiten den oben beschriebenen cubischen Flaschen so nahe, dafs der Galvanometerspiegel bei Entfernung des Schirmes, wenn die Flaschen mit destillirtem Wasser gefüllt waren, einen Ausschlag machte, der an der angewandten Scala als eine Abweichung von 50 bis 80 Theilstreichen abgelesen wurde. Die Menge der durch das destillirte Wasser dringenden Strahlen wurde beim Vergleich mit den anderen untersuchten gefärbten Flüssigkeiten zu Grunde gelegt.

Eine vollkommen concentrirte Kochsalzlösung liefs mehr Strahlen hindurch, als destillirtes Wasser; die Beobachtungen, welche nach Zwischenstellung einer mit destillirtem Wasser oder mit einer concentrirten Kochsalzlösung angefüllten Flasche zwischen Wärmequelle und Thermosäule angestellt wurden, ergaben folgende Zahlen:

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung
der Kochsalzlösung. des Wassers.

62	55,6
55,5	50,56
54,7	49

Wenn man demnach die Anzahl der durch das Wasser gehenden Strahlen gleich 100 setzt, so durchdringen bei der gewählten Dicke der Schicht 111 Strahlen die concentrirte Kochsalzlösung ¹⁾).

Blaue Lösungen.

Schwefelsaures Kupferoxyd verhält sich in seiner concentrirten Auflösung in Wasser (bei 12° C.) ebenso adiattherman, wie der feste Körper. Selbst eine sehr helle Mischung dieser Lösung mit Wasser (a), 9 Theile Wasser und 1 Theil der concentrirten Lösung, liefs im Mittel mehrerer Versuchsreihen nur 4,21 Strahlen hindurch, während 100 durch destillirtes Wasser hindurch gingen. Endlich wurde noch eine Kupfervitriollösung untersucht, welche entstanden war, indem 10 Tropfen der concentrirten Lösung 300 Grammen Wasser zugesetzt waren. Die so entstandene Flüssigkeit (b) erschien dem Auge ungefärbt. Die Versuchsreihen ergaben folgende Resultate:

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung

der Lösung a. des Wassers. Procente des

Verlustes.

3,97 95,1 95,83

3,44 80 95,74

im Mittel 95,78.

der Lösung b.

62,16 81,5 23,73

62,4 80 22,00

im Mittel 22,86.

1) Melloni giebt in seiner Abhandlung: *Ueber den freien Durchgang der strahlenden Wärme durch starre und flüssige Körper*, Pogg. Ann. Bd. 35, S. 292 (*Ann. de chim. et de phys.* t. 53, p. 5) dies Verhältnis an wie 11:12.

Durch Zusatz von 1 Tropfen Eisenchloridlösung und 2 Tropfen Kaliumeisencyanidlösung zu 300^{er} Wasser entsteht eine schön gefärbte blaue Flüssigkeit, deren Diathermanität zu der des Wassers sich verhielt wie 6,06:100.

Mit diesen genannten blauen Lösungen verglichen, erscheint die Indigolösung sehr diatherman. Eine concentrirte Indigolösung wurde mit Wasser vermischt, so daß in 10 Theilen der Mischung ein Theil der concentrirten Lösung enthalten war (a). Eine zweite Mischung (b) enthielt in 100 Theilen einen Theil der concentrirten Lösung. Die verschiedenen Reihen gaben folgende Mittelwerthe:

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung der Lösung a.	des Wassers.	Procente des Verlustes.
41,3	81	49,00
40	73	45,20
45,7	81,8	44,23
im Mittel		46,14.
der Lösung b.		
56,8	81	29,88
54,35	73	25,55
60,5	81,8	26,04
im Mittel		27,16.

Grüne Lösungen.

Schwefelsaures Eisenoxydul in Wasser gelöst giebt eine Flüssigkeit, die eine geringe Menge von Wärmestrahlen hindurchläßt. Die bei 12° C. concentrirte Lösung (a) wurde mit einer gleichen Menge Wasser verdünnt (b) und endlich wurde eine Mischung bereitet, die in 10 Theilen 1 Theil der concentrirten Lösung enthielt (c). Die Resultate waren folgende:

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung der Lösung a.	des Wassers.	Procente des Verlustes.
3	72,5	95,86
3,42	68,1	94,98
2,8	66,1	95,76
3,2	66,9	95,22
im Mittel		95,455.

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung
der Lösung b. des Wassers. Procente des Verlustes.

5,37 66,1 91,88

6,14 68,1 90,98

6,05 72,5 91,66

5,85 66,9 91,26

im Mittel 91,445.

der Lösung c.

22,15 72,5 69,45

21,86 68,1 67,90

20,1 66,1 69,59

21,6 66,9 67,71

im Mittel 68,66. 1)

Bei grünen Lösungen, welche durch Zusatz einer Auflösung von Schwefelkupfer in Eiweiß zu Wasser erhalten waren, und zwar durch Zusatz von 20 und 30 Tropfen zu 300^{er} Wasser, ergaben sich im Mittel 66,26 bezüglich 82,53 Procente Verlust gegen die das Wasser durchstrahlende Wärmemenge. Diese Versuche wurden gleich nach der Bereitung der Mischung angestellt, spätere Versuchsreihen gaben abweichende Ergebnisse, wegen Veränderung der Flüssigkeit. Wurde die Schwefelkupferlösung dem Wasser in solcher Menge zugesetzt, daß die Mischung dunkelgrün gefärbt erschien, so war sie für die angewandte Wärmequelle adiatherman.

Eine andere schwach ins Grünliche fallende Lösung wurde durch Zusatz von 10 Tropfen einer Chlorkupferlösung zu 300^{er} Wasser erhalten. Die Ergebnisse der betreffenden Versuche waren folgende:

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung
der Lösung. des Wassers. Procente des Verlustes.

47,95 95,1 49,58

42,2 81,5 48,22

35,5 68,3 48,03

im Mittel 48,61.

- 1) Diese Lösungen waren aus käuflichem, aber sehr reinem Eisenvitriol erhalten. Nach Entfernung der sehr geringen Kupfermenge, die noch darin enthalten war, gaben die Lösungen gleiche Resultate. Die Procente des Verlustes der Lösung a waren 95,32; die der Lösung b 91,425.

Durch Zusatz von 30 Tropfen derselben Chlorkupferlösung zu 300^{er} Wasser entstand eine Mischung, welche von 100 durch Wasser dringenden Wärmestrahlen 82,55 absorbirte.

Gelbe Lösungen.

Bei 12° C. concentrirte Lösungen von chromsaurem Kali (a) und saurem chromsauren Kali (b) erstere gelb, die andere orange, gaben folgende Resultate:

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung der Lösung a.	des Wassers.	Procente des Verlustes.
72,64	81,8	11,19
74,625	95,9	13,13
71,4	80,5	11,30
		im Mittel 11,87
der Lösung b.		
78,425	81,8	4,13
82,46	85,9	4,01
77,87	80,5	3,27
		im Mittel 3,80

Rothe Lösungen.

Intensiv roth gefärbte Flüssigkeiten erhält man bekanntlich durch Zusatz von wenigen Tropfen Rhodankaliumlösung und Eisenchloridlösung zu Wasser. Es wurden zu 300 Grm. Wasser 3 Tropfen Rhodankaliumlösung und 3 Tropfen Eisenchloridlösung zugesetzt (a), ferner je 5 Tropfen (b), je 10 Tropfen (c) und je 20 Tropfen (d). Die Beobachtungen mit diesen 4 rothen Flüssigkeiten ergaben Folgendes:

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung der Lösung a.	des Wassers.	Procente des Verlustes.
51,14	56	8,68
68,65	75,26	8,78
68,7	76,1	9,73
58,88	64,06	8,09
78,1	85	8,12
		im Mittel 8,68

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung
der Lösung b. des Wassers. Procente des Verlustes.

67	75,26	10,97
66,75	76,1	12,29
55,8	62,65	10,93
73,7	85	13,29
im Mittel		11,87

der Lösung c.

60,7	75,26	19,35
49,2	62,7	21,53
48,7	61,5	20,81
69,7	85	18,00
im Mittel		19,92

der Lösung d.

48,77	62,7	22,22
47,24	60,6	22,05
52,38	65,1	19,54
66,4	85	21,89
im Mittel		21,425

Eine dunkle Lösung von oxalsaurem Chromoxyd-Kali (Brewster'sches Salz), die selbst in dünnen Schichten undurchsichtig war, gab folgende Werthe:

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung
der Lösung. des Wassers. Procente des Verlustes.

46,9	64,1	26,83
50,3	70	28,14
38,3	52,4	26,91
49,7	66,5	25,26
im Mittel		26,78

Die letzte farbige Flüssigkeit, welche der Untersuchung unterworfen wurde, war *tinctura chamomillae*. Ihre Diathermanität konnte aber nur mit Alkohol verglichen werden, wenn der Einfluss der Farbe der Lösung gefunden werden sollte. Bei Gelegenheit dieser Versuche zeigte sich auch das Verhältniß der Diathermanität des Alkohols zu der des Wassers, das von Melloni ¹⁾ für absoluten Alkohol

1) *Ann. de ch. et de ph. t. LIII. p. 5; Pogg. Ann. Bd. XXXV. S 277.*

als $\frac{1}{3}$ beobachtet worden ist. Der hier benutzte Alkohol war nicht absolut, sondern von 70 Proc. (*Tralles*). Die Mittel aus je 6 Versuchen gaben folgende Ablenkungen des Spiegels nach der Strahlung der Wärme durch

	Wasser.	Alkohol.	<i>tinctura chamomillae.</i>
oder	73	94,77	82,05
	100	129,7	112,4
oder	77,03	100	86,58

Demnach wäre das Verhältniß der Diathermanität des Wassers zu Alkohol von 70 Proc. gleich 14,28 : 11.

Schliesslich wurde untersucht, eine wie grosse Menge von Wärmestrahlen der angewandten Quelle durch die allein mit beiden verschliessenden Gläsern versehene Flasche hindurchging. Des Vergleiches wegen wurden die Versuchsreihen zuerst mit der mit Luft gefüllten Flasche angestellt, und darauf wurde die Flasche mit Wasser angefüllt, und die Menge der durchgestrahlten Wärme aufs Neue bestimmt. Es war aber bei diesen Versuchsreihen nöthig, die Wärmequelle weiter von der Flasche zu entfernen, damit die Ablenkungen des Galvanometerspiegels nicht zu gross wurden, da sonst die abgelesenen Ablenkungen nicht mehr der Intensität des erregten Thermostroms würden entsprochen haben.

Ablenkung des Spiegels bei Durchstrahlung

der mit Luft gefüllten Flasche.	der mit Wasser gefüllten Flasche.	Pocente des Verlustes.
198	14,8	92,53
105	9	91,43
118,1	9,76	91,74
107,3	8,6	92,01
113,3	9,4	91,70

im Mittel 91,9 %).

- 1) Melloni giebt in der oben angeführten Abhandlung an, daß die Diathermanität des Wassers zu der der Luft sich verhalte wie 11 : 100. Die Dicke der von ihm auf ihre Diathermanität untersuchten Schicht

In der folgenden Tabelle sind die für die untersuchten Lösungen in Wasser gewonnenen Resultate zusammengestellt:

	Durchgelassene Strahlen.
Destillirtes Wasser	100,00
Kochsalzlösung	111,00
Lösung von saurem chromsauren Kali	96,20
300 ^{er} Wasser mit 3 Tropfen Rhodankaliumlösung und 3 Tropfen Eisenchloridlösung	91,32
300 ^{er} Wasser mit 5 Tropfen Rhodankaliumlösung und 5 Tropfen Eisenchloridlösung	88,13
Lösung von chromsaurem Kali	88,13
300 ^{er} Wasser mit 10 Tropfen Rhodankaliumlö- sung und 10 Tropfen Eisenchloridlösung . .	80,08
300 ^{er} Wasser mit 20 Tropfen Rhodankaliumlö- sung und 20 Tropfen Eisenchloridlösung . .	78,58
300 ^{er} Wasser mit 10 Tropfen Kupfervitriollösung .	77,14
Lösung von oxalsaurem Chromoxyd-Kali . .	73,22
Mischung von Wasser u. Indigolösung (1 Proc.)	72,84
Mischung von Wasser u. Indigolösung (10 Proc.)	53,86
300 ^{er} Wasser mit 10 Tropfen Chlorkupferlösung	51,39
300 ^{er} Wasser mit 20 Tropfen Schwefelkupferlö- sung in Eiweiß	33,74
Mischung von Wasser mit Eisenvitriollösung (10 Proc.)	31,34

Wasser war 9^{mm},²¹. In derselben Abhandlung finden sich Versuche über den Einfluß der Dicke einer Flüssigkeitsschicht auf den Verlust der durchstrahlenden Wärme. Melloni hat das Rüböl zu diesen Versuchen benutzt. Nimmt man an, daß die größere Dicke einer Wasserschicht in demselben Verhältniß wie Rüböl Einfluß auf den Verlust der Wärmestrahlen ausübt, so stimmt die oben angeführte Zahl für die Dicke der Wasserschicht von 63^{mm} fast vollkommen mit Melloni's Angabe über die Diathermanität des destillirten Wassers. — Melloni's concentrirte Salzlösung liefs 12 Strahlen hindurch, wenn Wasser unter gleichen Bedingungen nur deren 11 hindurchliefs. Das in dieser Abhandlung angegebene Verhältniß ist 111:100 oder 12:10,8, ein mit jenem von Melloni gefundenen übereinstimmendes.

	Durchgelassene Strahlen.
300 ^{er} Wasser mit 30 Tropfen Schwefelkupferlösung in Eiweiss	17,45
300 ^{er} Wasser mit 30 Tropfen Chlorkupferlösung	17,45
Mischung von Wasser mit Eisenvitriollösung (50 Proc.)	8,56
300 ^{er} Wasser mit 1 Tropfen Eisenchloridlösung 2 Tropfen Kaliumeisencyanidlösung . . .	6,06
Lösung von Eisenvitriol (concentr. bei 12° C.)	4,55
Mischung von Wasser mit Kupfervitriollösung (10 Proc.)	4,22
Lösung von Kupfervitriol (concentr. bei 12° C.)	0,00
Dunkelgrüne Mischung von Wasser mit Schwefelkupferlösung in Eiweiss	0,00

Die Erscheinung, dass die concentrirte Kochsalzlösung eine grössere Menge von Wärmestrahlen durchlässt, als reines destillirtes Wasser, findet ihre Erklärung in der sehr grossen Diathermanität des Steinsalzes. An Stelle der gesättigten Auflösung hat man sich eine Schicht Steinsalz und eine Schicht Wasser zu denken, deren erstere fast alle auf sie fallenden Wärmestrahlen auch wieder weiter sendet, während die letztere eine grosse Menge davon absorbiert. Es ist nun in dem angewandten Gefässe durch die Auflösung des Salzes im Wasser zum Theil das vorher absorbirende Wasser durch Steinsalz ersetzt, und so die Dicke der absorbirenden Wasserschicht verringert worden, damit aber auch die Menge der absorbierten Wärmestrahlen.

Obgleich nach den angegebenen Resultaten die Farbe einer Lösung keinen Einfluss auf die Diathermanität derselben auszuüben scheint, so findet doch in den meisten Fällen eine Beziehung zwischen ihren optischen und thermischen Eigenschaften statt. Viele der genannten farbigen Flüssigkeiten sind früher darauf untersucht worden, welche Theile des Spectrums sie bei der Durchstrahlung des Lichtes absorbiren. Es stellt sich beim Vergleich der durch

diese Flüssigkeiten gehenden Licht- und Wärmestrahlen heraus, daß im Allgemeinen diejenigen Flüssigkeiten, welche das Roth des Spectrums hindurchlassen, die am meisten diathermanen erscheinen, je mehr sich aber die hindurchgehenden Spectralfarben von dem Roth entfernen, um so weniger diatherman erscheint meistentheils die Lösung. Nach J. Müller's Angaben ¹⁾ löscht eine concentrirte Auflösung von saurem chromsauren Kali von den Spectralfarben Violett, Indigo, Blau und Grün bis auf eine Spur vollständig aus, der übrigbleibende Theil des Spectrums aber hat die Lichtstärke des freien. Eine Indigolösung absorbirt das ganze Spectrum bis auf Blau, seine angrenzenden Farbenübergänge und ein Stück des rothen Theils. Eine Auflösung von oxalsaurem Chromoxydkali ²⁾ zeigt den rothen hindurchgehenden Theil des Farbenspectrums ausgedehnter, als die Indigolösung. Nach den oben angegebenen Versuchen läßt auch die Lösung von oxalsaurem Chromoxydkali eine größere Menge von Wärmestrahlen hindurch, als die am meisten verdünnte Indigolösung. Die optischen Untersuchungen zeigen ferner, daß die braune *tinctura chamomillae* Blau, Indigo und Violett absorbirt, Grün, Gelb, Orange, Roth werden hindurchgelassen, nur im Roth zeigt sich ein breiter Balken.

Auf die von Müller am angeführten Ort beschriebene Art wurden, nachdem die von ihm gegebenen Resultate sich vollkommen bestätigt hatten, auch die übrigen auf ihre Diathermanität untersuchten Lösungen speciellen Versuchen über ihre Lichtabsorption unterworfen; es zeigte sich dabei, daß von den Lösungen folgende Spectralfarben absorbirt wurden:

Kupfervitriollösung: Roth, Orange, Gelb bis zur Gränze des Grün.

1) Pogg. Ann. Bd. 72, S. 76. J. Müller, Lehrbuch der Physik und Meteorologie, 4te Aufl. Bd. I, S. 434.

2) Das Doppelsalz selbst verhält sich ebenso. Brewster, *phil. mag. ser. III. vol. 2, p. 360.* Pogg. Ann. Bd. 28, S. 384.

Wasser mit Kupfervitriollösung (10 Proc.): äußerstes Roth.

300^{er} Wasser mit je 3 Tropfen Rhodankaliumlösung und Eisenchloridlösung: der größte Theil des Grün, Blau Indigo, Violett.

300^{er} Wasser mit je 5 Tropfen Rhodankaliumlösung und Eisenchloridlösung: Grün, Blau, Indigo, Violett.

300^{er} Wasser mit je 10 Tropfen Rhodankaliumlösung und Eisenchloridlösung: der größte Theil des Gelb, Grün, Blau, Indigo, Violett.

300^{er} Wasser mit je 20 Tropfen Rhodankaliumlösung und Eisenchloridlösung: alle Farben außer Roth.

Lösung von chromsaurem Kali: Grün, Blau, Indigo, Violett.

300^{er} Wasser mit 1 Tropfen Eisenchloridlösung und 2 Tropfen Kaliumeisencyanidlösung: Roth und die Gränze des Orange.

300^{er} Wasser mit 30 Tropfen Chlorkupferlösung: die äußerste Gränze des Roth.

Eisenvitriollösung (gesättigt) zeigte das Spectrum unverändert, nur um sehr Weniges schwächer an Intensität, als Wasser für sich.

Es bestätigt sich also durch diese letzten Versuche wieder, daß die rothen Lichtstrahlen nicht immer von Wärmestrahlen begleitet sind, sondern beim Durchgang durch gewisse Medien können die letzteren von den ersteren getrennt absorbirt werden; während die Lichtstrahlen durch den durchdrungenen Körper nicht wahrnehmbar geschwächt werden, ist eine Wärmewirkung derselben durch die feinsten Thermoskope nicht mehr zu erkennen.

II. Beobachtungen über eine neue Entstehungsweise des Tons, und Versuch einer Theorie derselben; von J. J. Oppel,

ord. Lehrer d. Physik u. Mathematik am Gymnas. zu Frankfurt a. M.

Ein Viertelstündchen westwärts von Frankfurt a. M., nahe bei den letzten vor dem Untermainthor gelegenen Villen und Gärten, befindet sich an der Stelle, wo die in den vierziger Jahren vollendete Main-Neckar-Eisenbahn auf einer besonderen, außerdem nur für Fußgänger zugänglichen, hohen Brücke den Fluß überschreitet, unmittelbar unterhalb dieser Brücke auf dem rechten oder nördlichen Ufer ein *freier, unbebauter Platz* von ein paar tausend Schritten Länge, der in den letzten Jahren öfters von Abtheilungen der hier garnisonirenden Truppen zu militärischen Uebungen benutzt wird. Dieser Platz wird nach Osten durch einen, die Verlängerung der erwähnten Brücke bildenden Viaduct, nach Süden durch den Fluß, nach Westen durch die unter dem Namen des »Grindbrunnens« bekannte Schwefelquelle und die sie umgebende Baumgruppe, und nach Norden durch einen von dem Untermainthore herkommenden, in westlicher Richtung dem Flusse folgenden, mit Bäumen bepflanzten Weg begränzt, ungefähr wie dieß die beiliegende Fig. 1 Taf. VI veranschaulicht, in welcher der fragliche Platz mit *defg* bezeichnet ist, während *dg* den erwähnten Viaduct, *dh* die Eisenbahnbrücke und *pq* den Fluß vorstellt.

Als ich nun im Sommer des Jahres 1848 oder 1849 in der Gegend des Ufers *de* vorüberging, während gerade eine kleine Truppenabtheilung auf dem beschriebenen Platze im Feuer exercirte, vernahm ich zu meinem Staunen nach jedem einzelnen Schusse, außer dem durch die Umgebungen hervorgebrachten mehrfachen Echo des Knalls, einen *ganz eigenthümlichen schrillenden Ton*, der kaum über eine Sekunde dauern mochte, aber nicht eine constante Höhe hatte,

sondern während seines Tönens in beständigem Sinken begriffen war und zugleich, in Bezug auf seine Stärke, ein sehr regelmässiges Decrescendo zeigte. Der Ton war nicht jedesmal derselbe, im Ganzen aber von sehr bedeutender Höhe bei verhältnissmässig geringer Stärke. Er hatte in Folge des erwähnten Sinkens etwas eigenthümlich *Organisches*, so zu sagen *Articulirtes*, so dass er weniger den durch ein musikalisches Instrument, als den durch die Stimme eines lebenden Wesens hervorgebrachten Tönen gleich: er klang bald mehr wie ein Klagelaut, ein Ton des Bedauerns oder Schmerzes, bald mehr wie ein höhnisches, lang gezogenes »hm!«, das sich nach jedem Schusse von der Gegend der Brücke her vernehmen liess. Ich kam sofort auf den naheliegenden Gedanken, dass dieser Ton seine Entstehung irgendwie einer *Reflexion* der Schallwellen an den Bogen oder Brustwehren der Brücke verdanken möge, hatte jedoch damals nicht Zeit, die Sache weiter zu verfolgen, und auch nicht Gelegenheit, die Beobachtung unter geeigneten Umständen zu wiederholen.

Verwandte akustische Untersuchungen brachten mich indessen vor einigen Wochen auf den Gegenstand zurück, und ich construirte mir nun bei genauerer Betrachtung eine, wie mir scheint, im Ganzen befriedigende und durch demnächst zu erwähnende Versuche bestätigte *Theorie* dieser eigenthümlichen Gattung von Tönen, für welche ich, zur Unterscheidung der auf anderem Wege entstandenen, den Namen »*Reflexionstöne*« vorschlagen möchte.

Die erwähnte Eisenbahnbrücke besteht aus 9 Bogen von je 60' (Frankfurter Werkmaass) Spannweite; die Pfeiler haben eine Dicke von 10', so dass der Abstand der auf der Mitte der Pfeiler stehenden Gascandelaber (oder vielmehr ihrer Axen) von einander 70' beträgt. Ausserdem befindet sich am südlichen Ende der Brücke ein 30' breiter Durchlass für Schiffe, deren Masten die Höhe der Brücke übersteigen, welcher Durchlass durch zwei stärkere Pfeiler von je 25' Dicke begränzt ist. Der südlichste dieser beiden Pfeiler steht aber bereits auf dem Lande und trägt

das Brückenzoll- und Bahnwärterhäuschen. Ein ähnlicher befindet sich auch am nördlichen Ende der Brücke, wo der schon erwähnte Viaduct, unter welchem der Weg *gf* in Form eines kurzen Tunnels hindurchführt, auf mehreren schmälern Bogen ruhend, die nördliche Verlängerung der Brücke bis nach dem nicht weit entfernten Bahnhofe hin ausmacht. Die Brustwehr der Brücke bildet, in ihrer ganzen Länge zwischen den beschriebenen äußersten dickeren Pfeilern (und zwar auf beiden Seiten) ein doppeltes, aus senkrechten Eisenstäben bestehendes *Gitter*, welches ohne Zweifel den fraglichen Ton erzeugt. Die vier *Gitter* sind so gestellt, daß die je zwei äußersten in einem Abstände von 6' das für Fußgänger bestimmte Trottoir, die zwei mittleren aber das doppelte Schienengeleise der Eisenbahn zwischen sich haben. Jede der 9 Hauptabtheilungen dieser *Gitter* (zwischen den genannten eisernen Laternenpfählen) besteht aus je 12 (die neunte nur aus 11) Unterabtheilungen, und jede dieser letzteren aus je 11 in gleichem Abstände stehenden eisernen Stäben, so zwar, daß je 10 derselben von gleicher Dicke, der je 11te aber (die Unterabtheilungen begränzende) etwas dicker ist. Es ergibt sich daraus für den Abstand je zweier benachbarten Stäbe die Größe von $\frac{70}{132}$, oder von 6,3636... Zoll hiesigen Maasses. Die *Anzahl* der Stäbe aber vom nördlichen Ende des Brückengeländers bis zu dem ersten dickeren Pfeiler am Süden betrügt nach Obigem in jedem *Gitter* $(8 \cdot 12 + 11) \cdot 11 = 1177$; doch ist auch dieser dickere Pfeiler selbst, sowie der Durchlaß, mit solchen Pfählen eingefast, die aber auf Ersterem nicht mehr mit jenen 1177 in gerader Linie stehen.

Die Entstehung des beschriebenen Tones nun erkläre ich mir folgendermaßen.

§. 1. Die durch den Schuß hervorgebrachte einfache Schallwelle breitet sich in bekannter Weise um den Punkt ihres Ursprungs mit gleichmäßiger Geschwindigkeit kreisförmig aus und erreicht bei dieser Ausbreitung nach einem gewissen Zeitintervall das erwähnte, aus gleichweit von ein-

ander entfernten Stäben bestehende Gitter des Brückengeländers. Der Punkt desselben, bei welchem sie zuerst anlangt, wird ohne Zweifel derjenige seyn, der ihrem Ursprunge *am Nächsten* liegt, d. h. derjenige Punkt des Gitters, wo dieses den sich allmählich erweiternden Wellenkreis tangirt, oder, was dasselbe ist, der Fußpunkt eines von dem Orte des Schusses aus auf die gerade Linie des Gitters gefällten Perpendikels. Wir können im vorliegenden Falle der Einfachheit wegen annehmen, daß dieser Punkt der *Anfang* (oder das nördliche *Ende*) des Gitters sey, weil sich der beschriebene Platz (*defg* in Fig. 1, Taf. VI) ziemlich genau unter rechtem Winkel von dem Anfange der nach Süden gehenden Brücke westwärts erstreckt. Es wird daher, unter dieser Voraussetzung, der *erste* Stab des Gitters von der entstandenen Schallwelle zuerst getroffen — und, ohne Zweifel, *diese* von ihm *reflectirt* werden müssen, in der Weise, daß dieser erste Stab das Centrum einer *neuen*, freilich viel schwächeren Welle bildet, die sich von ihm aus gleichfalls kreisförmig verbreitet und von dem in der Nähe befindlichen Hörer, — wäre jener Stab der *einzige*, — als ein *schwaches Echo* des Knalls vernommen werden würde. Nun aber wird die ursprüngliche, durch den Schuß hervorgebrachte Schallwelle, einen Augenblick später, in gleicher Weise auch bei dem *zweiten* Stabe des Gitters anlangen und auch an diesem eine ähnliche Reflexion erleiden, also ein ähnliches Echo des Knalls hervorbringen, welches aber das Ohr des Hörers in einem *so kurzen* Zeitintervalle nach jenem ersten treffen muß, daß es von ihm nicht unterschieden werden kann und ohne Zweifel, — wären bloß diese zwei Stäbe vorhanden, — nur als eine mäßige *Verstärkung* des ersten Echos erscheinen würde. Die unablässig weitergehende Verbreitung der ursprünglichen Schallwelle aber wird, gleich darauf auch bei dem dritten Stabe anlangend, auch diesen wiederum zu einem neuen Wellencentrum machen, auch an diesem einen Widerhall erwecken, der das Ohr des Hörers abermals einen unendlich kleinen Zeittheil nach dem zweiten treffen wird. In

ganz gleicher Weise werden dann, der Reihe nach, auch der vierte, fünfte, sechste Stab des Gitters und allmählich alle übrigen von der ursprünglichen Welle des Schusses getroffen werden, *jeder* derselben wird durch Reflexion eine neue einfache Welle liefern, und *jede* dieser Wellen wird das Ohr des Hörers *etwas später* treffen müssen, als die durch den vorhergegangenen Stab hervorgerufene; — Letzteres aus dem doppelten Grunde, weil jeder folgende Stab des Gitters von der primitiven Welle einen Moment später getroffen wird, also die von ihm ausgegangene Welle später ins Daseyn tritt, *und* weil zugleich auch diese spätere Welle bis zum Ohre des Hörers einen etwas weiteren Weg zurückzulegen hat, als die vorhergegangene.

Denn bezeichnet z. B. *e* in Fig. 2, Taf. VI den Standpunkt des Schiessenden, *f* den des Hörenden, *g* den Anfang des Gitters *gk*, — wobei wir, der gemachten Voraussetzung zufolge, den Winkel *egk* als einen *rechten* betrachten, — und *h*, *i*, *k* drei aufeinander folgende Stäbe des Gitters, so sind *eh*, *ei*, *ek* die Wege, welche die ursprüngliche, von *e* ausgehende Welle zurückzulegen hat, bis sie, an den Stäben *h*, *i*, *k* anlangend, die beschriebenen reflectirten Wellen hervorruft. Da aber offenbar $ek > ei > eh$ ist, so wird die von *k* ausgehende reflectirte Welle *später* entstehen, als die von *i* ausgehende, und diese später, als die bei *h* zurückgeworfene. In gleicher Weise sind *kf*, *if* und *hf* die Wege, welche diese secundären Wellen von ihrem Ursprunge an zurückzulegen haben, um in das Ohr des bei *f* stehenden Hörers zu gelangen; und da auch hier wiederum $kf > if > hf$ seyn muß, so wird die in *k* entstandene Welle aus *doppeltem* Gründe in *f* später vernommen werden, als die in *i* entstandene, und diese später als die von *h* ausgegangene.

Bei dem geringen Abstände der Stäbe aber und der sich daraus ergebenden noch geringeren Differenz der Wege *ek*, *ei*, *eh* einerseits und der Wege *kf*, *if*, *hf* andererseits, verglichen mit der normalen Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in der Luft, wird es vollkommen begreiflich

werden, daß die von den verschiedenen Stäben ausgehenden Stöße oder Wellen von dem in *f* befindlichen Ohre nicht *unterschieden*, nicht *einzelu vernommen* werden können, sondern vielmehr in ihm genau *denselben Eindruck* hervorbringen müssen, wie eine *continuirliche* Reihe rasch aufeinander folgender Stöße, d. h. wie die *continuirliche* Wellenreihe eines *musikalisch bestimmbaren Tones*; so daß wir in einem solchen Gitter in der That ein Mittel haben, einen einfachen Schall (oder Knall) durch Reflexion in einen *Ton*, im engeren Sinne dieses Wortes, umzuwandeln. Hiernach dürfte denn auch der vorgeschlagene Name »Reflexionstöne« als gerechtfertigt erscheinen, in sofern er nämlich *Töne* bezeichnen will, die (als solche) erst *durch Reflexion* (eines einfachen Schalles) *entstanden* sind.

Die Einwendung, die man mir möglicherweise machen könnte, daß nämlich unser Ohr, nach bekannten akustischen Grundsätzen, nur *solche* Reihen einfacher Stöße als wirkliche, deutliche *Töne* empfinde, die sich in — wenn auch noch so kleinen — aber *gleichen* Zeitintervallen folgen, während hier schon nach dem Anblicke der Figur diese Zeitintervalle offenbar *nicht* gleich seyn können: — diese Einwendung beseitigt sich einfach dadurch, daß im vorliegenden Falle wenigstens je zwei *benachbarte* Zeitintervalle *nahezu gleich* sind und demnach recht wohl den Eindruck eines Tones von gewisser Höhe hervorrufen können, weil ja die Ungleichheit eine regelmässige, nach stetigem Gesetze verlaufende, — daß aber auch andererseits schon nach der oben geschilderten ersten Beobachtung der vernommene Ton allerdings kein *constanter*, von bestimmter musikalischer Höhe, sondern *während* seines Tönens in fortwährendem *Sinken* begriffen ist.

Gerade diese *allmählig* auftretende Ungleichheit der Schwingungen, die allerwärts (an jeder einzelnen Stelle des Tones) an *Gleichheit streift*, ist es ohne Zweifel, die demselben das beschriebene, höchst eigenthümliche Gepräge des *Artikulirten* oder Organischen verleiht, und die er in der That mit den durch menschliche oder thierische Stimm-

organe erzeugten Tönen, z. B. mit den artikulirten Tönen der *Sprache*, gemein hat, — welch letztere ja durch ganz ähnliche Modulationen (die sich eben wegen jener *Biegsamkeit* des Tones nie in Noten setzen lassen) nicht bloß Regungen des Gefühls (Bedauern, Mitleid, Spott etc.), sondern auch rein *logische* Verhältnisse (Frage, Affirmation und Negation etc.) auszudrücken pflegt.

Berücksichtigt man hierbei die angegebenen Dimensionen, namentlich den geringen Abstand der Gitterstäbe von einander und die große Geschwindigkeit der Schallverbreitung, so erklärt sich zugleich aufs Befriedigendste die auffallende *Höhe* des vernommenen Tones, die auch der umfangreichsten Sopranstimme kaum erreichbar seyn würde und dadurch um so seltsamer gegen den sie hervorrufenden Knall des Schiefsgewehrs contrastirt.

§. 2. So befriedigend mir nun auch die angedeutete Theorie erschien, so begnügte ich mich doch nicht mit dieser allgemeinen Aufstellung derselben, sondern unternahm es sofort, sie sowohl theoretisch, als auch, wo möglich, experimentell noch etwas ins Einzelne zu verfolgen, um dadurch ihre Zulässigkeit zu prüfen.

Dafs zuvörderst, falls die angegebene Vorstellung von der Entstehungsweise jenes Tones die richtige ist, der letztere *fortwährend im Sinken* begriffen seyn *müsse*, ergiebt sich leicht bei etwas genauerer Betrachtung der Fig. 2, Taf. VI. Setzt man den Abstand *eg* des Schiefsenden von der Brücke = *a*, und den Abstand *fg* des Hörenden = *b*; nimmt man ferner der Einfachheit wegen (wie ich in der Folge immer thun will) als *Maafseinheit*, nach welcher diese beiden Distanzen ausgedrückt sind, den Abstand *hi* oder *ik* je zweier benachbarten Stäbe selbst an, und zählt man die Stäbe des Gitters (wie in der Folge gleichfalls immer geschehen soll) in der Weise, dafs man den am Anfange der Reihe, bei *g*, stehenden den 0ten, den folgenden den 1ten u. s. w. nennt, so dafs man die Entfernung des „*n*ten“ Stabes von *g* selbst = *n* setzen kann: so ist, wenn z. B. *i* diesen *n*ten, und folglich *h* den (*n*—1)ten, *k* den (*n*+1)-

ten Stab vorstellt, die Entfernung $ei = \sqrt{a^2 + n^2}$, $ek = \sqrt{a^2 + (n+1)^2}$, $eh = \sqrt{a^2 + (n-1)^2}$, und ebenso $fi = \sqrt{b^2 + n^2}$, $fk = \sqrt{b^2 + (n+1)^2}$, $fh = \sqrt{b^2 + (n-1)^2}$.

Der Weg also, den der vom Stabe k aus reflectirte Schall vom Augenblicke des Schusses an bis zu seinem Hörbarwerden in f zurückzulegen hat, ist $ek + kf = \sqrt{a^2 + (n+1)^2} + \sqrt{b^2 + (n+1)^2}$; ebenso der Weg des bei i reflectirten: $ei + if = \sqrt{a^2 + n^2} + \sqrt{b^2 + n^2}$, und endlich der Weg des bei h reflectirten: $eh + hf = \sqrt{a^2 + (n-1)^2} + \sqrt{b^2 + (n-1)^2}$. Das Zeitintervall, um welches der in k reflectirte Schall später als der in i reflectirte zu dem Ohre gelangt, wird demnach bestimmt durch die Differenz der beiden ersten Wege, nämlich durch die Differenz:

$$\begin{aligned} & [\sqrt{a^2 + (n+1)^2} + \sqrt{b^2 + (n+1)^2}] \\ & - [\sqrt{a^2 + n^2} + \sqrt{b^2 + n^2}], \end{aligned}$$

die sich auch so schreiben läßt:

$$\begin{aligned} & [\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}] \\ & + [\sqrt{b^2 + (n+1)^2} - \sqrt{b^2 + n^2}] \dots (\alpha). \end{aligned}$$

Das Zeitintervall dagegen, um welches der in i reflectirte Theil der Welle später als der in h reflectirte vernommen wird, bestimmt sich durch die Differenz:

$$\begin{aligned} & [\sqrt{a^2 + n^2} + \sqrt{b^2 + n^2}] \\ & - [\sqrt{a^2 + (n-1)^2} + \sqrt{b^2 + (n-1)^2}], \end{aligned}$$

die sich auch so schreiben läßt:

$$\begin{aligned} & [\sqrt{a^2 + n^2} - \sqrt{a^2 + (n-1)^2}] \\ & + [\sqrt{b^2 + n^2} - \sqrt{b^2 + (n-1)^2}] \dots (\beta). \end{aligned}$$

Da nun die vom Schalle zurückgelegten Wege den dazu verwendeten Zeiten *proportional* sind, so würde der fragliche Ton nur dann ein Ton von constanter Höhe seyn können, wenn die beiden genannten Wegdifferenzen (α und β) einander gleich wären. Dieses sind sie aber offenbar nicht. Vielmehr ist ohne Zweifel die erstere (α) größer als die zweite (β), was sich leicht ergibt, wenn man

die beiden Glieder, aus welchen diese Differenzen bestehen, einzeln betrachtet und vergleicht.

Schreibt man nämlich, der Kürze wegen,

$$\sqrt{u} \text{ statt } \sqrt{a^2 + (n+1)^2}$$

$$\sqrt{v} \text{ statt } \sqrt{a^2 + n^2}$$

$$\sqrt{w} \text{ statt } \sqrt{a^2 + (n-1)^2}$$

und ebenso:

$$\sqrt{u'} \text{ statt } \sqrt{b^2 + (n+1)^2}$$

$$\sqrt{v'} \text{ statt } \sqrt{b^2 + n^2}$$

$$\sqrt{w'} \text{ statt } \sqrt{b^2 + (n-1)^2},$$

so muß $(\sqrt{u} - \sqrt{v}) + (\sqrt{u'} - \sqrt{v'}) > (\sqrt{v} - \sqrt{w}) + (\sqrt{v'} - \sqrt{w'})$ seyn, weil nämlich die beiden Glieder des ersten Ausdrucks, $(\sqrt{u} - \sqrt{v})$ und $(\sqrt{u'} - \sqrt{v'})$, einzeln betrachtet, größer sind, als die entsprechenden Glieder des zweiten, $(\sqrt{v} - \sqrt{w})$ und $(\sqrt{v'} - \sqrt{w'})$; d. h. weil

$$(\sqrt{u} - \sqrt{v}) > (\sqrt{v} - \sqrt{w}),$$

und ebenso

$$(\sqrt{u'} - \sqrt{v'}) > (\sqrt{v'} - \sqrt{w'}),$$

zwei Ungleichungen, deren Richtigkeit leicht nachzuweisen ist.¹⁾

1) Soll nämlich

$$\sqrt{u} - \sqrt{v} > \sqrt{v} - \sqrt{w}$$

oder

$$\sqrt{u} + \sqrt{w} > 2\sqrt{v}$$

seyn, so braucht nur (quadrirt)

$$u + w + 2\sqrt{uw} > 4v$$

zu seyn, oder, wenn man für die rationalen Glieder ihre ursprünglichen Werthe wieder einsetzt:

$$2(a^2 + n^2 + 1 + \sqrt{uw}) > 4(a^2 + n^2),$$

oder

$$a^2 + n^2 + 1 + \sqrt{uw} > 2(a^2 + n^2),$$

oder

$$\sqrt{uw} > (a^2 + n^2) - 1;$$

folglich

$$uw > [(a^2 + n^2) - 1]^2,$$

oder

$$[a^2 + (n+1)^2] \cdot [a^2 + (n+1)^2] > (a^2 + n^2)^2 - 2(a^2 + n^2) + 1,$$

oder, wenn man die Klammern beseitigt und die beiderseits übereinstimmenden Glieder streicht:

$$2a^2 > -2a^2;$$

woraus sich ergibt, daß auch zu Anfange der links stehende Ausdruck den größeren Werth hatte.

Nehmen wir beispielsweise $gh = 20$, also $gi = 21$, $gk = 22$, und den Abstand ge (in derselben Einheit gemessen) $= 50$ an, so ist in der That

$$(\sqrt{50^2 + 22^2} - \sqrt{50^2 + 21^2}) > (\sqrt{50^2 + 21^2} - \sqrt{50^2 + 20^2})$$

oder $(\sqrt{2984} - \sqrt{2941}) > (\sqrt{2941} - \sqrt{2900})$; nämlich:

$$\sqrt{2984} = 54,62600$$

$$\sqrt{2941} = 54,23098$$

also die erste Differenz $= 0,39602$,
und ferner:

$$\sqrt{2941} = 54,23098$$

$$\sqrt{2900} = 53,85165$$

also die zweite Differenz $= 0,37933$,

und demnach die erste Differenz die *größere*, oder $ek - ei > ei - eh$; — ganz dasselbe würde sich auch für die Abstände von f ergeben, nämlich $fk - fi > fi - fh$. Die Wegdifferenzen des Schalles (sowohl im Hinwege von e nach dem Gitter, als im Rückwege von da nach f) sind also beim 21sten und 22sten Stabe des Gitters *größer*, als beim 20sten und 21sten.

Uebrigens ist es auch ein auf elementar-geometrischem Wege leicht zu erweisender Satz, daß *zwei Seiten eines Dreiecks zusammen stets größer sind, als das Doppelte der nach der Mitte der dritten Seite gezogenen Transversalen*, (daß z. B. in Fig. 3 Taf. VI $ab + bc > 2bd$; — denn denkt man sich z. B. bd um seine eigene Länge nach e verlängert, so wird $abce$ ein Parallelogramm, und $ec + bc$, welches $= ab + bc$, $> be$, oder $> 2bd$). Wenden wir diesen einfachen Satz auf das Dreieck keh in voriger Figur an, so haben wir

$$ek + eh > ei + ei,$$

oder

$$ek + ei > ei - eh,$$

d. h. die *Differenz der Wege* von e nach irgend zwei benachbarten Stäben des Gitters wird bei jedem *folgenden* Paare *größer*, als beim vorhergegangenen. Nun sind dießs freilich zunächst nur *die Wege*, die der Schall von seiner Entstehung in e bis zu seiner Reflexion an den Stäben des

Gitters zurückzulegen hat. Dasselbe Gesetz gilt aber, begreiflicher Weise, auch für die *Rückwege* des Schalls hf , if , hf : auch bei *diesen* werden also die Differenzen je zweier aufeinander folgenden stets gröfser und gröfser mit der wachsenden Entfernung der Stäbe vom Anfange g des Gitters. Da es nun aber nur die Summen dieser zusammengehörigen Wegdifferenzen sind, welche das Zeitintervall zwischen zwei benachbarten Schallreflexen bestimmen, so ist auch damit *erwiesen*, dafs der in f hörbar werdende Ton während seiner *ganzen* Dauer ununterbrochen *tiefer und tiefer werden mufs*, — wie dies denn auch die geschilderte Beobachtung bestätigt hatte.

§. 3. Hieran knüpft sich nun sogleich noch eine weitere Folgerung in Bezug auf die Höhe des fraglichen Tones im Allgemeinen. Da nämlich für eine noch so grofse Entfernung gk des Stabes k vom Anfange des Gitters die Differenz $ek - ei$ (nach einer bekannten Eigenschaft des Dreiecks) *stets kleiner* ist, als die dritte Seite ik , d. h. in unserem Falle (der gemachten Voraussetzung gemäfs) < 1 , und ganz dasselbe auch von der Differenz des *Rückweges* ($fk - fi$) gilt, so wird die *Summe* beider Differenzen *stets* < 2 bleiben müssen: sie wird, trotz ihres ununterbrochenen Zunehmens, *die Zahl 2 nie erreichen* können, d. h. der in f vernommene Ton wird, trotz seines fortwährenden Sinkens, *nie unter eine gewisse Gränze* hinabsinken können. Und diese Gränze ist nach dem Gesagten leicht zu bestimmen. Da nämlich das Zeitintervall zweier benachbarten, im Punkte f zum Ohre dringenden Stöße oder Schallwellen nichts Anderes ist, als diejenige Zeitdauer, welche der Schall bei seiner Fortpflanzung in der Luft bedarf, um die beschriebene Wegdifferenz [nämlich $(ek + kf) - (ei + if)$, oder, was dasselbe ist, $(ek - ei) + (kf - if)$] zurückzulegen, und da diese Wegdifferenz, wie so eben gezeigt worden, stets kleiner ist, als der *doppelte Abstand* je zweier benachbarten Stäbe: so ergibt sich von selbst, dafs das Zeitintervall zwischen zwei benachbarten Stößen, oder die *Schwingungsdauer* des in f vernommenen Tones *stets kleiner* ist, als

die Zeit, welche der Schall gebrauchen würde, um diesen doppelten Abstand zweier Stäbe zurückzulegen; — oder, was wiederum auf dasselbe hinausläuft: die Wellenlänge des Reflexionstones bleibt stets kleiner als der doppelte Abstand zweier Stäbe.

Wenden wir dies neue Gesetz auf unseren vorliegenden Fall an, so beträgt, wie oben erwähnt, bei der Frankfurter Eisenbahnbrücke der Abstand der Stäbe des Gitters nur 6,3636... Zoll, demnach der doppelte Abstand 12,7272... Zoll, und Letzteres wäre also zugleich das fragliche Maximum der Wellenlänge des in *f* vernommenen Tons. Nimmt man diese Länge beiläufig = 1 Pariser Fuß an, (was ungefähr stimmen wird, da unser hiesiges Werkmaafs etwas kleiner ist, als das Pariser), so wäre dies ein Ton von 1024 Schwingungen in der Sekunde, also ungefähr das zweigestrichene *C*, welches im Violinschlüssel durch die im dritten Zwischenraume stehende Note bezeichnet wird. Da dies aber nur die untere Gränze ist, die der fragliche Ton nie erreichen und der er überhaupt nur an seinem Ende und nur bei sehr grosser Anzahl der Stäbe nahe kommen kann: so erklärt sich daraus aufs Befriedigendste die bei der ursprünglichen Beobachtung wahrgenommene außerordentliche Höhe dieser Reflexionstone, so dass dies Factum selbst bereits der aufgestellten Theorie in gewissem Grade zur Bestätigung dienen kann.

Es lässt sich dasselbe demnach (für den vorliegenden Fall) kurz so aussprechen: Der vernommene Ton muss auch mit seinem tiefsten Ende stets innerhalb (oder oberhalb) der zweigestrichenen Octave bleiben; — ein Umstand, der, wo möglich, durch wiederholte Beobachtungen zu verificiren war. (Natürlich könnte man, bei Anwendung eines minder dichten Gitters, auch beliebige tiefere Töne auf gleiche Weise hervorbringen).

§. 4. Was ferner die Dauer des besprochenen Tones betrifft, so lässt sich diese nach der aufgestellten Theorie nun gleichfalls einigermaßen beurtheilen. Da nämlich die Dauer einer Schwingung stets kleiner ist, als das Zeitintervall,

vall, welches der Schall gebraucht, um den doppelten Abstand zweier benachbarten Stäbe zurückzulegen, — welches Zeitintervall z. B. t Sekunden betragen möge; — und da ferner die *Anzahl* der Schwingungen der der Gitterstäbe entspricht, die wir n nennen wollen: so ergiebt sich für die Dauer des Tones selbst eine Gröfse, welche *jedenfalls* $< nt$ ist. In unserem Falle nun, wo, wie oben gesagt, die Schwingungsdauer t höchstens $\frac{1}{1024}$ Sekunde, und die Zahl n der Gitterstäbe etwa 1200 betrug, ergiebt sich hieraus eine Dauer des Tones von weniger als $\frac{1200}{1024}$ oder etwa 1,2 Sekunden. Es stimmt auch dies hinlänglich genau mit der oben mitgetheilten ursprünglichen Beobachtung überein.

§. 5. Endlich erklärt sich auch noch eine andere Eigenschaft des wahrgenommenen Tones jetzt sehr einfach: Das oben beschriebene rasche Abnehmen seiner *Stärke*, jenes deutliche Decrescendo, welches ohne Zweifel auch einen Beitrag zu dem geschilderten eigenthümlichen Gepräge des Articulirten liefert, das den Ton charakterisirt.

Die Stärke oder Intensität eines Tones nämlich hängt ja, bei sonst ganz gleicher Entstehungsweise, nur von dem Grade der *Ausbreitung* ab, den die erzeugende Welle bis zum Ohre des Hörers erreicht hat, d. h. sie ist proportional dem Quadrate des Abstandes dieses Ohres vom Wellencentrum. Da nun aber im vorliegenden Falle einerseits die reflectirenden Gitterstäbe selbst nur von einem *sehr kleinen*, und die entfernteren von einem stets *kleineren* Theile der primitiven, einfachen Welle getroffen werden, und da sie zugleich *andererseits* die vom Punkte f *ungleich entfernten*, und für jeden folgenden Stofs stets *entfernteren Wellencentra* bilden, von denen diese reflectirten, schon an sich so sehr geschwächten Wellen ausgehen: so wird hieraus gleichzeitig sowohl die an sich so *unbedeutende Stärke* des Tones überhaupt, als auch das stete, verhältnißmäfsig rasche *Abnehmen* dieser Stärke vollkommen begreiflich und sonach auch in diesem Punkte die versuchte Theorie den Beobachtungen entsprechend erscheinen.

Das mathematische Gesetz dieser Abnahme würde vielleicht nicht schwer zu entwickeln, aber freilich, beim Mangel eines geeigneten *Schallstärkemessers* (namentlich für die kurze Dauer einer Sekunde), wohl schwerlich durch den Versuch nachzuweisen seyn.

§. 6. Es war nun ferner bereits zu Anfang, bei der Schilderung des fraglichen Phänomens, die freilich nur ganz allgemein gehaltene Beobachtung erwähnt worden, daß der vernommene Ton *nicht immer derselbe*, d. h. daß er bei verschiedenen Schüssen *nicht von gleicher Höhe* gewesen, — und es läßt sich dieß, wenn anders die versuchte Erklärung ihre Richtigkeit hat, auch zum Voraus nicht anders erwarten. Es muß nämlich dann offenbar die Stellung des Hörenden sowohl wie des Schießenden, gegen das reflectirende Gitter, und namentlich die *Entfernung* Beider von demselben, verglichen mit dem Abstände der Stäbe, auf die Höhe des entstehenden Tones von Einfluß seyn. Da überdieß der ursprüngliche, den Ton veranlassende Knall (des Schusses), als ein *einfacher*, nicht aus einer regelmäsig verlaufenden *Wellenfolge* zusammengesetzter Schall, eigentlich *gar keine* Tonhöhe hat: so wird die Ursache der wahrgenommenen *Verschiedenheit* der Töne sogar in dem genannten Umstände *allein* zu suchen seyn.

Untersuchen wir daher zunächst einmal die *einfachsten* der hierbei möglichen Fälle etwas näher.

Vergleicht man z. B. zunächst *den* Fall, wo der Hörende und der Schießende beide in *gleicher Entfernung* a vom Anfange der Brücke stehen, mit demjenigen, wo zwar der Schuß in der Entfernung a erfolgt, der Hörer aber *am Anfange der Brücke selbst*, im Punkte g (Fig. 4, Taf. VI) sich befindet: so ist die Linie eg (wenn wir den Schießenden in e annehmen) $= a$, und hg (wenn h den zunächst auf g folgenden Stab des Gitters vorstellt) $= 1$; — unter der schon oben gemachten Voraussetzung nämlich, daß wir uns die Entfernung eg durch den Abstand der Stäbe als Längeneinheit gemessen denken. Für den in e , bei dem Schützen, stehenden Hörer wird sonach der *erste* vernom-

mene Stofs den Weg $eg + ge$, der zweite den Weg $eh + he$ zurückzulegen haben, und es wird also die Wegdifferenz der beiden ersten Stöße $= 2eh - 2eg = 2(eh - eg) = 2(\sqrt{a^2 + 1} - a)$ seyn, und diese Wegdifferenz bestimmt die anfängliche Wellenlänge (und somit auch die anfängliche Höhe) des vernommenen Tones. Steht dagegen der Hörer in g , während der Schiefsende in e bleibt, so hat der erste von Jenem vernommene Stofs blofs den Weg eg , der zweite den Weg $eh + hg$ zu machen, und die entsprechende Wegdifferenz ist also $=(eh + hg) - eg = \sqrt{a^2 + 1} + 1 - a$, oder $=(\sqrt{a^2 + 1} - a) + 1$. Vergleichen wir beide Wegdifferenzen mit einander, so ist bekanntlich im Allgemeinen (d. h. mit Ausnahme des hier nicht zulässigen Werthes $a = 0$) $\sqrt{a^2 + 1} < a + 1$, demnach auch $\sqrt{a^2 + 1} - a < 1$, und folglich

$$2(\sqrt{a^2 + 1} - a) < (\sqrt{a^2 + 1} - a) + 1,$$

(welches ja die beiden gefundenen Wegdifferenzen waren), d. h.: Es ist für den Anfang des Tones *dessen Wellenlänge kleiner*, wenn der Hörende in e beim Schiefsenden, als wenn er in g beim Anfange des Gitters steht: der Ton *wird im ersten Falle höher beginnen müssen, als im letzteren*, — was zwar bei der beschriebenen ersten Wahrnehmung des Phänomens nicht beachtet, aber bei den unten zu besprechenden späteren *verificirt ward*.

Dasselbe Resultat liefert übrigens auch schon die einfache Betrachtung der Fig. 4, Taf. VI. Denn da, wie in jedem Dreiecke, $eh - eg < gh$, d. h. in unserem Falle < 1 ist, so wird auch $2(eh - eg) < (eh - eg) + 1$, d. h. $< (eh + hg) - eg$ seyn müssen: die Wegdifferenz der beiden ersten Stöße wird also im *ersten Falle*, wo der Hörer beim Schiefsenden in e steht, die *kleinere*, und somit die Tonhöhe die *größere* seyn.

§. 7. Denken wir uns nun ferner, daß der Hörer, während der Schiefsende beständig von e aus abfeuert, allmählich von e bis g spazierte, so wird sich schon zum Voraus erwarten lassen, daß der zu Anfange von ihm vernommene

höhere Ton nicht irgendwo auf seinem Wege plötzlich in den zuletzt vernommenen tieferen übergehen, sondern daß dieser Uebergang ein stetiger, ein allmählicher seyn werde, — und dieß bestätigt auch die genauere Betrachtung der Sache. Denn wäre z. B. der von *e* nach *g* wandernde Hörer in irgend einem zwischenliegenden Punkte *f* (Fig. 5, Taf. VI) seines Weges angelangt, so beträgt für ihn *nunmehr* die fragliche Wegdifferenz der beiden ersten Stöße $(eh + hf) - (eg + gf)$, oder, wie man auch schreiben kann, $(eh - eg) + (hf - gf)$, d. h. wenn man die Entfernung $gf = b$ setzt:

$$(\sqrt{a^2 + 1} - a) + (\sqrt{b^2 + 1} - b).$$

Nun wird aber bekanntermassen die Differenz $\sqrt{a^2 + 1} - a$ desto unbedeutender, je größer *a* ist ¹⁾. Es wird also hier, wo $b < a$ ist, ohne Zweifel $(\sqrt{b^2 + 1} - b) > (\sqrt{a^2 + 1} - a)$ seyn, *jeder* von beiden Ausdrücken aber (wie schon in §. 6 erwähnt worden) < 1 . Wir haben also, wenn der Schuss in *e* stattfindet, für die anfängliche Wellenlänge des entstehenden Reflexionstones, wie dieser

- 1) in *e* gehört wird . . . $(\sqrt{a^2 + 1} - a) + (\sqrt{a^2 + 1} - a)$,
- 2) in *f* " " . . . $(\sqrt{a^2 + 1} - a) + (\sqrt{b^2 + 1} - b)$,
- 3) in *g* " " . . . $(\sqrt{a^2 + 1} - a) + 1$

Da aber die je *ersten* Glieder dieser drei Ausdrücke gleich sind, und die je *zweiten* in der gegebenen Reihenfolge *größer* werden: so ergibt sich hieraus mit Nothwendigkeit, daß für den von *g* nach *e* wandernden Hörer der Anfang des vernommenen Tones desto *tiefer* ausfallen müsse, je weiter Jener sich von *e* entfernt und dem Punkte *g* genähert haben wird.

Wir haben also hiernach das neue Gesetz: Die (anfängliche) *Höhe des Reflexionstones nimmt*, bei gleicher Entfernung des Schusses von dem Gitter, *mit der wachsenden Entfernung des Hörers* von demselben *zu*; was gleichfalls durch die später zu erwähnenden Versuche bestätigt ward.

- 1) So beträgt z. B. $\sqrt{4 + 1} - 2$ noch 0,236; $\sqrt{9 + 1} - 3$ nur 0,162; $\sqrt{25 + 1} - 5$ nur 0,099; und $\sqrt{900 + 1} - 30$ nur noch 0,016 u. s. w.

Wer die rein geometrische Betrachtung vorzieht, kann übrigens auch hier dasselbe Ergebniss bei einem Rückblicke auf unsere vorige Figur (5) aus dieser ableiten. Denn da einerseits $hf < hg + gf$, oder $hf - gf < hg$, so ist auch $(eh - eg) + (hf - gf) < (eh - eg) + hg$, oder, wie man dafür ebenso gut schreiben kann: $(eh + hf) - (eg + gf) < (eh + hg) - eg$. Ersteres aber, nämlich $(eh + hf) - (eg + gf)$, ist die anfängliche Wellenlänge des in f vernommenen, — und Letzteres, nämlich $(eh + hg) - eg$, ist die des in g hörbar werdenden Tones: *die Wellenlänge des letzteren ist also die grössere, d. h. der Ton selbst der tiefere.*

Ebenso ist andererseits $eh < hf + ef$, oder $eh - ef < hf$, und folglich auch $eh - ef - gf < hf - gf$, oder $eh - eg < hf - gf$, und demnach auch $2(eh - eg) < (eh - eg) + (hf - gf)$, oder, wie man ebenso gut schreiben kann: $2(eh - eg) < (eh + hf) - (eg + gf)$. Ersteres aber, nämlich $2(eh - eg)$, ist offenbar die anfängliche Wellenlänge des in e vernommenen, — und Letzteres, nämlich $(eh + hf) - (eg + ef)$, die Wellenlänge des in f hörbar werdenden Tones: *die des letzteren ist somit die grössere, d. h. der Ton selbst der tiefere.*

Auf ähnliche Weise läßt sich leicht für jeden zwischen e und f liegenden Punkt zeigen, daß der daselbst vernehmbare Ton tiefer als der in e , aber höher als der in f gehörte seyn müsse, daß überhaupt die Tonhöhe, für den von e nach g wandernden Hörer, nach einem stetigen Gesetze abnimmt.

§. 8. Wir haben uns bei Erörterung der Frage, welchen Einfluß die Stellung des Hörenden, d. h. seine Entfernung vom Gitter, auf die Höhe des in sein Ohr dringenden Reflexionstones übe, bisher auf die Betrachtung des Anfangs dieses Tones beschränkt. Da aber, wie oben gezeigt, die Höhe desselben während seines Tönens wechselt, so wird es sich nun zunächst fragen, ob ein ähnliches Gesetz auch für die im Verlaufe des Tones hervortretenden Wellenlängen, z. B. für das Ende desselben gilt.

Vergleichen wir auch hier zunächst, für eine unveränderliche Entfernung ($eg=a$) des Schiefsenden von der Brücke, die beiden Fälle miteinander, wo der Hörer gleichfalls in e , und wo er in g (beim Anfange des Gitters) steht.

Nehmen wir an, der Stab i des Gitters (in Fig. 6, Taf. VI) sey der n te (nach der oben vorausgesetzten Zählungsweise), und k der $(n+1)$ te, so wird, für den ersten der genannten Fälle, die Wegdifferenz der beiden letzten von den Stäben i und k herrührenden Stöße $= 2ek - 2ei$ oder $2(ek - ei) = 2[\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}]$ seyn.

Für den zweiten Fall dagegen, wo zwar der Schiefsende noch in e , der Hörer aber in g steht, wird für dessen Ohr die Wegdifferenz der beiden letzten Stöße $= (ek + kg) - (ei + ig) = (ek + ki + ig) - (ei + ig) = (ek + ki) - ei$ seyn, das ist $= [\sqrt{a^2 + (n+1)^2} + 1] - \sqrt{a^2 + n^2}$ oder $[\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}] + 1$. Vergleicht man diese beiden Wellenlängen miteinander, nämlich $2[\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}]$ und $[\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}] + 1$, so ergibt sich leicht, daß letztere die größere, d. h. daß der Ton in g der tiefere ist, weil nämlich offenbar die Zahl 1 größer ist, als $\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}$, und folglich auch noch, wenn man beide Größen um die letztgenannte vermehrt, die erste Summe größer bleiben wird, als die letzte ¹⁾.

- 1) Daß wirklich $1 > \sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}$ ist, beweist sich leicht. Damit nämlich diese Ungleichheit statfinde, muß, wenn man der Kürze wegen statt des letzteren Ausdrucks wieder $\sqrt{u} - \sqrt{v}$ schreibt, und beiderseits quadriert, $1 > u + v - 2\sqrt{uv}$ seyn, oder

$$2\sqrt{uv} > (u+v) - 1,$$

oder

$$4uv > (u+v)^2 - 2(u+v) + 1,$$

oder

$$2(u+v) > (u-v)^2 + 1.$$

Diese letztere Ungleichheit findet aber in der That statt. Denn da

$$u = a^2 + (n+1)^2 = a^2 + n^2 + 2n + 1$$

und

$$v = a^2 + n^2,$$

also

$$u + v = 2a^2 + 2n^2 + 2n + 1$$

Uebrigens ergibt sich dieselbe Ungleichheit auch ohne Rechnung schon aus der Betrachtung der Figur. Denn da $ek < ki + ei$, oder $ek - ei < ki$, oder $ek - ei < kg - ig$ ist, so wird auch $2(ek - ei) < (ek - ei) + (kg - ig)$, oder, wie man auch schreiben kann, $2(ek - ei) < (ek + kg) - (ei + ig)$ seyn. Ersteres ist aber die Wellenlänge des in e , — Letzteres die des in g hörbar werdenden Tones. Die letztere wird also die *größere*, d. h. der am Anfange des Gitters selbst (in g) vernommene Ton wird auch hier der *tiefer* seyn.

Es ergibt sich sonach das Gesetz, dafs auf das *Ende des Tones* (falls man den Stab k als den letzten des Gitters betrachtet), *von g aus gehört, tiefer klingen wird*, als von e aus.

§. 9. Gehen wir jetzt (auch für das Ende des Tones, wie in §. 7 für dessen Anfang) zur Vergleichung des *mittleren Falles* über, wo der Hörer sich weder in e beim Schiefsenden, noch in g beim Anfange des Gitters, sondern in einem dazwischen liegenden Punkte f befindet (Fig. 7, Taf. VI), so wird sich auch hier die nahe liegende Erwartung rechtfertigen, dafs der vernommene Ton seiner Höhe nach gleichfalls *zwischen* den in e und g gehörten liegen werde.

Setzen wir nämlich auch hier, wie oben, die Entfernungen $eg = a$ und $fg = b$, so ist der Weg des vorletzten oder n ten Stofses bis zum Ohre $= ei + if$, und der des letzten oder $(n + 1)$ ten $= ek + kf$, demnach die Differenz Beider $= (ek + kf) - (ei + if)$, oder, was dasselbe ist, $= (ek - ei) + (kf - if)$, d. i.:

und

$$u - v = 2n + 1$$

ist, so wird der zur Linken stehende Ausdruck

$$2(u + v) = 4a^2 + 4n^2 + 4n + 2,$$

und der rechts stehende

$$(u - v)^2 + 1 = 4n^2 + 4n + 2,$$

demnach der erstere um $4a^2$ *größer*, womit die oben behauptete Ungleichheit (mit Ausschluss des einzigen, hier unzulässigen Werthes von $a = 0$) erwiesen ist.

$$[\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}] + [\sqrt{b^2 + (n+1)^2} - \sqrt{b^2 + n^2}].$$

Dies wäre sonach die Wellenlänge, welche dem in *f* hörbar werdenden Tone an seinem *Ende* (falls nämlich der Stab *k* der letzte ist) zukommt. — Für den in *e* vernommenen dagegen hatten wir in §. 8 gefunden:

$$2[\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}],$$

und für den in *g* vernommenen:

$$[\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}] + 1.$$

Vergleichen wir diese drei Wellenlängen mit einander, so zeigt sich auf ganz ähnliche Weise, wie oben, daß $\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}$ desto kleiner wird, je größer *a* ist¹⁾, daß also, da $b < a$ ist, auch $[\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}] + [\sqrt{b^2 + (n+1)^2} - \sqrt{b^2 + n^2}]$ größer seyn muß, als $2[\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}]$, dagegen jedenfalls kleiner als $[\sqrt{a^2 + (n+1)^2} - \sqrt{a^2 + n^2}] + 1$.

Die Wellenlänge des in *f* vernommenen Tones wird also (auch am Ende desselben) ihrer Größe nach in der That zwischen den Wellenlängen des in *e* und des in *g* gehörten liegen, d. h.: der Ton wird tiefer seyn, als der in *e*, aber höher, als der in *g* vernommene; ganz wie wir dies auch für den Anfang des Tones gefunden.

Auf das nämliche Ergebniss führt übrigens auch hier schon die bloße geometrische Betrachtung unserer Figur. Da nämlich einerseits, nach einem bekannten elementaren Satze, die beiden Diagonalen eines Vierecks zusammen stets größer sind, als je zwei gegenüberliegende Seiten desselben, so wird $(kf + ei) > (ek + if)$, folglich auch

1) So ist z. B. $\sqrt{5^2 + 10^2} - \sqrt{5^2 + 9^2} = \sqrt{125} - \sqrt{106} = 11,18034 - 10,29563 = 0,88471$; dagegen $\sqrt{6^2 + 10^2} - \sqrt{6^2 + 9^2} = \sqrt{136} - \sqrt{117} = 11,66190 - 10,81665 = 0,84525$; ferner $\sqrt{10^2 + 10^2} - \sqrt{10^2 + 9^2} = \sqrt{200} - \sqrt{181} = 14,14214 - 13,45362 = 0,68852$; desgleichen $\sqrt{20^2 + 10^2} - \sqrt{20^2 + 9^2} = \sqrt{500} - \sqrt{481} = 22,36068 - 21,93171 = 0,42897$, u. s. w.; also jede folgende dieser Differenzen kleiner, als die zunächst vorhergegangene.

$(kf-if) > (ek-ei)$, und also auch $(ek-ei) + (kf-if) > 2(ek-ei)$ seyn: d. h. die Wegdifferenz der beiden letzten in f vernommenen Stöße wird größer seyn, als die der in e vernommenen, oder: der in f gehörte Ton wird der *tiefer* seyn. — Und da ferner, andererseits, $(kf-if) < ki$, oder $< (kg-ig)$, demnach auch $(ek-ei) + (kf-if) < ek-ei + (kg-ig)$ ist, Letzteres aber die Wellenlänge des in g , und Ersteres die des in f vernehmbaren Tones bezeichnet: so wird dieser der *höhere* seyn. Er wird also (auch an seinem Ende) *zwischen* dem in e und dem in g gehörten liegen.

Der ganze Gang dieser Untersuchung zeigt übrigens, ohne daß wir in weiteres Detail einzugehen brauchten, augenscheinlich, daß mit dem Näherrücken des Punktes f nach g hin die fragliche Wellenlänge stets *größer* werden, — d. h. daß für das Ohr des von e nach g hin wandernden Hörers auch das Ende des Tones *stets tiefer und tiefer* klingen wird; eine Thatsache, die gleichfalls, wo möglich, durch den Versuch zu bestätigen war.

§. 10. Wir hatten im Laufe der letzteren Erörterungen stets angenommen, daß der in k stehende, $(n+1)$ te Stab (Fig. 6 und 7 Taf. VI) der *letzte* des Gitters sey. Doch war von dieser Annahme nirgends ein das Endergebnis bedingender Gebrauch gemacht worden. *Alle* gezogenen Schlussfolgerungen gelten demnach auch dann noch, wenn der Stab k *nicht* der letzte, sondern nur in den verglichenen Fällen der gleichvielte, $(n+1)$ te ist, und wir können somit das gefundene Resultat unbedenklich auf die *ganze Dauer* des Reflexionstones *ausdehnen*. Dieser Ton wird also *nach seiner ganzen Dauer* desto *tiefer* klingen, je weiter sich der Hörer in der Richtung eg unserer Figuren vom Standpunkte des Schützen entfernt und dem Anfange des Gitters nähert. Genauer noch läßt sich dies Gesetz, mit Rücksicht auf die *veränderliche* Höhe jedes einzelnen Tones, folgendermaßen ausdrücken. Verstehen wir nämlich unter den »*entsprechenden Stellen*« zweier solchen Töne diejenigen einzelnen Stöße oder Wellen, welche

in beiden *durch denselben Stab des Gitters* hervorgebracht werden, so läßt sich das gefundene Gesetz bestimmter so formuliren: daß der vernommene Reflexionston *an allen entsprechenden Stellen* desto tiefer ausfallen müsse, je näher, unter übrigens gleichen Umständen, *der Hörer dem reflectirenden Gitter kommt*. (Diese letztere Formulirung schließt nämlich nicht aus, daß *irgend ein Theil* des in größerer Nähe beim Gitter vernehmbaren Tones dennoch *höher* seyn könne, als *irgend ein*, nicht entsprechender Theil des in größerer Ferne gehörten, — was auch in der That recht wohl möglich ist. Eine andere Frage würde aber freilich die seyn, ob jene *»entsprechenden Stellen«* zweier verglichenen Töne auch diejenigen Stellen seyn, die vom *Beginn* des Tones an um gleiche Zeitintervalle entfernt liegen; — eine Frage, die, wie sich jetzt schon errathen läßt, zu *verneinen* seyn wird.)

§. 11. Ein ganz ähnliches Gesetz, wie für die *Höhe* der fraglichen Töne, — eine ähnliche Abhängigkeit derselben nämlich von dem Abstände des Hörers vom Gitter —, ergibt sich (wie wir hier sogleich einschalten wollen) auch für die *Dauer* dieser Töne. Da nämlich diese Dauer offenbar eingeschlossen ist zwischen dem Hörbarwerden des *ersten* und des *letzten* Echo's oder reflectirten Stosses, so wird dieselbe folgendermaßen zu bestimmen seyn.

Bezeichnen wir wiederum mit *e* (Fig. 8) den Punkt, von welchem der ursprüngliche Schall ausgeht, so erfolgt für den gleichfalls in *e* stehenden Hörer der *erste* vernehmbare Stofs, nachdem der Schall den Weg $eg + ge$, — und der *letzte*, nachdem er den Weg $ek + ke$ zurückgelegt hat; d. h. beide Stöße werden für das in *e* befindliche Ohr um so viel Zeiteinheiten auseinander liegen, als der Schall bei seiner regelmäßigen Fortpflanzung in der Luft gebraucht, um die *Differenz der beiden genannten Wege*, die Differenz $2ek - eg$ nämlich, zurückzulegen.

Befindet sich dagegen der Hörer *nicht* in *e* beim Schützen, sondern z. B. in *f*, so hat der *erste* hier vernehmbare Stofs den Weg $eg + gf$, der *letzte* den Weg $ek + kf$ zurück-

zulegen, und die Dauer des ganzen Tones wird sonach in ähnlicher Weise bestimmt werden durch die Wegdifferenz $(ek + kf) - (eg + gf)$, oder, was dasselbe ist, $(ek - ge) + (kf - gf)$.

Steht endlich der Hörer in g beim Anfange des Gitters, so hat der erste vernehmbare Stofs nur den Weg eg , der letzte aber den Weg $ek + kg$ zurückzulegen, und die Dauer des ganzen Tones bestimmt sich nunmehr durch die Differenz $(ek + kg) - ge$, oder, was dasselbe ist, $(ek - ge) + kg$.

Vergleichen wir nun diese drei Wegdifferenzen miteinander, nämlich für den Standpunkt:

e des Hörers . . . $(ek - ge) + (ek - ge)$,

f " " . . . $(ek - ge) + (kf - gf)$,

g " " . . . $(ek - ge) + kg$,

so hängt deren Gröfsenverhältnifs, weil das *erste Glied* in allen gemeinsam ist, nur vom *zweiten Gliede* ab, dessen Ungleichheit in die Augen fällt. Es ist nämlich offenbar $(ek - ge) < (kf - gf) < kg$; — d. h. die fraglichen Wegdifferenzen *nehmen zu*, je nachdem die Entfernungen eg, fg, \dots des Hörers von dem Gitter *kleiner* werden. Da aber diese Wegdifferenzen die *Dauer* des vernommenen Tones bestimmen, so gilt dasselbe *auch von der Letzteren*.

Fast noch einfacher ergiebt sich indessen *dasselbe Gesetz* als eine blofse Folgerung des vorigen. Da nämlich die *Tonhöhe*, sowohl am Anfange, als am Ende, und überhaupt an allen »entsprechenden Stellen« des Tones desto geringer, — oder, was dasselbe besagt, die *Wellenlänge* desto *gröfser* ausfällt, je mehr sich der Hörer dem Gitter nähert, und doch die *Anzahl* der Wellen oder einzelnen Stöfse in allen Fällen *dieselbe bleibt*, (weil ja an *jedem* der Gitterstäbe eine solche Welle entsteht): so wird die *Dauer* des Tones im Allgemeinen der *Wellenlänge proportional*, d. h. sie wird desto *gröfser* seyn müssen, je *tiefer* der Ton, — und folglich, je *geringer* die *Entfernung* des Hörers von dem Gitter ist. Auch dies Gesetz wurde durch die späteren Versuche bestätigt.

§. 12. Kehren wir nun noch einmal zur Betrachtung der *Wellenlänge* oder resp. *Schwingungsgeschwindigkeit* der fraglichen Töne zurück, so lassen sich über dieselbe leicht noch ein paar weitere Gesetze ableiten. Wir haben bisher nur solche Fälle besprochen, in welchen der Abstand des Hörers von dem Gitter *kleiner*, oder wenigstens *nicht gröfser* war, als der des Schiefsenden. Betrachten wir nun auch den umgekehrten Fall.

Nehmen wir z. B. an, es bezeichne in Fig. 7 Taf. VI nicht mehr *e*, sondern *f* den Ursprung des Knalls, und der *Hörende* befinde sich dagegen in *e*. Es wird in diesem Falle der durch den Stab *i* hervorgerufene Schallreflex im Ganzen den Weg $fi+ie$, der beim folgenden Stabe *k* entstehende aber den (längeren) Weg $fk+ke$ zurückgelegt haben, sobald er im Ohre des Hörers anlangt. Die Differenz dieser Wege, welche auch hier die Wellenlänge des Tones an der betreffenden Stelle bezeichnet, wird also $= (fk+ke) - (fi+ie)$ seyn. Für den umgekehrten Fall aber, wo der *Schütze* in *e* und der *Hörer* in *f* stand, war diese Wegdifferenz oder Wellenlänge $= (ek+kf) - (ei+if)$. Da aber beides offenbar dasselbe ist, so ergibt sich das einfache und wichtige (gleichfalls bereits durch den Versuch bestätigte) Gesetz: *die Tonhöhe bleibt ungeändert, wenn der Hörende und der Schiefsende ihre Plätze vertauschen.*

§. 13. Aus diesem Gesetze ergeben sich nun sofort noch einige wichtige Folgerungen.

Es war oben gezeigt worden, dafs, wenn anders unsere Theorie überhaupt richtig ist, für gleichbleibende Entfernungen des Schiefsenden vom Gitter, jede *Annäherung des Hörers* gegen dasselbe ein *Tieferwerden* des von ihm vernommenen Tones (während dessen ganzer Dauer) zur Folge haben müsse. Nach dem soeben gefundenen Gesetze von der *Vertauschung* beider Orte aber ergibt sich daraus sofort der weitere Schluss, dafs auch, bei *gleichbleibender Entfernung des Hörenden* von dem Gitter, jede *Annäherung des Schiefsenden* gegen dasselbe von einem Sin-

ken des Tones begleitet seyn muß. (Auch hiermit zeigten sich die später angestellten Versuche übereinstimmend.)

§. 14. Hält man endlich die beiden letzteren Sätze zusammen, so folgt daraus von selbst das weitere Gesetz, daß der vernommene Ton noch um so tiefer erklingen müsse, wenn der *Hörende* und der *Schießende* sich *gleichzeitig* dem Gitter nähern. Denn denkt man sich beide Veränderungen successiv vorgenommen, d. h. stand z. B. (in Fig. 6, Taf. VI) bei einem *ersten* Versuche der Schießende und der Hörer beisammen in *e*, und begiebt sich nun *Einer* von Beiden nach *f*, so wird schon dieß nach den angeführten Gesetzen ein Sinken des Tones zur Folge haben; — und schreitet nunmehr auch der *Andere* von *e* nach *f* vor, so wird der daselbst vernommene Ton *abermals* tiefer werden: — d. h. die *Tonhöhe* muß, wenn der *Schießende* mit dem Hörer in der Richtung *eg* fortschreitet, in noch rascherem Verhältnisse abnehmen, als wenn nur Einer von Beiden sich dem Gitter nähert.

Daß übrigens diese *gleichzeitige Abnahme* (der Tonhöhe und der Entfernung des Schützen oder Hörers vom Gitter) eine einfache *Proportionalität* sey, würde natürlich hier, wie allerwärts, ein sehr voreiliger Schluss gewesen seyn.

§. 15. Um vielmehr das Abhängigkeitsgesetz dieser gleichzeitigen Abnahme nicht bloß im Allgemeinen beurtheilen, sondern auch, wo möglich, experimentell verfolgen zu können, versuchte ich, die nähere Untersuchung desselben sofort auf den vorliegenden concreten Fall, d. h. auf die gegebenen Dimensionen des Gitters an der beschriebenen Eisenbahnbrücke zu beziehen, beschränkte mich jedoch dabei, der Einfachheit wegen, vorerst auf den Anfang des Tones, welche Beschränkung um so zulässiger erschien, weil, wie bemerkt, die *Tonstärke* sofort von jenem Anfange an sehr rasch abnimmt.

Ich dachte mir zu dem Ende auf der Richtung *gk* des fraglichen Gitters (Fig. 9, Taf. VI) eine Senkrechte *gw* von unbestimmter Länge errichtet, welche die für die Beobachtungen bestimmte *Standlinie* vorstellt, und auf dieser

von g aus gleich große Strecken $ge = ev = vw \dots$ abgeschnitten. Ich nahm ferner, um leicht ausführbare Messungen zu haben, jeden dieser Abschnitte gleich einer der 9 Hauptabtheilungen des beschriebenen Brückengeländers, d. h. $= 132$ Stabdistanzen, oder $= 70'$ hiesigen Maasses an, während h den »ersten« (auf g folgenden) Stab, also gh den Abstand je zweier benachbarten Stäbe vorstellte. Der Einfachheit wegen wurde auch hier der letztere Abstand (gh) als Einheit des Längenmaasses betrachtet, so daß demgemäfs $ge = 132$, $gv = 2 \cdot 132 = 264$, $gw = 3 \cdot 132 = 396 \dots$ gesetzt ward.

So lange es sich nun nicht um absolute Tonhöhen, sondern nur um Vergleichung derselben, d. h. um Intervalle handelt, (die ja überdies ohne Vergleich leichter zu verificiren sind, als jene), ergiebt sich noch eine weitere Vereinfachung dadurch, daß man als Zeiteinheit nicht, wie bei sonstigen akustischen Untersuchungen, etwa die Sekunde, sondern geradehin dasjenige Zeitintervall annimmt, welches der Schall bei normaler Fortpflanzung in der Luft gebraucht, um die angenommene Längeneinheit (in unserem Falle den Abstand gh) zurückzulegen. Man hat dadurch den Vortheil, daß man dieselbe Zahl, die irgend eine räumliche Länge bezeichnet, geradezu auch für die Zeitdauer gebrauchen kann, während welcher der Schall diese Länge zurücklegt; daß also z. B. in unserem Falle jeder für die räumliche Wellenlänge eines Tones gefundene Ausdruck auch zugleich für dessen Schwingungsdauer gelten kann, (während die Reduction des Letzteren auf Sekunden u. s. w., wo sie erfordert werden sollte, keine Schwierigkeit hat).

Nennt man nun z. B., wie wir auch bisher gethan, den Abstand des Schiefsenden von der Eisenbahnbrücke a , (gemessen nach der erwähnten Längeneinheit gh), und ebenso den des Hörenden b , so ist, wie schon oben gezeigt, die Wellenlänge (also unter den gemachten Voraussetzungen auch die Schwingungsdauer) für den Anfang des Tones ausgedrückt durch die Formel:

$$(\sqrt{a^2 + 1} - a) + (\sqrt{b^2 + 1} - b),$$

wofür wir der Kürze wegen schreiben wollen: $x + y$. (Vergl. oben §. 7).

Zum Behufe einer vorläufigen Beurtheilung des Gesetzes, nach welchem der Ton mit der Zunahme von a oder b (oder von Beiden) höher wird, berechnete ich nun eine Anzahl von Werthen der Gröfsen x und y , und zwar ins Besondere (zum Zwecke einer experimentellen Controle derselben) für die einzelnen Abschnittspunkte e, v, w, \dots der Standlinie in Fig 9 Taf. VI. Bezeichne ich der Kürze wegen den Abstand ge ($=ev=vw\dots$) mit dem Buchstaben d , (so dafs $d=132$), so wird z. B. für $a=d$, $x = \sqrt{132^2 + 1} - 132 = 0,0038$, für $a=2d$, $x = \sqrt{4 \cdot 132^2 + 1} - 2 \cdot 132 = 0,0019$ und so fort, nach folgender Zusammenstellung:

für a (oder b) =	wird x (oder y) =
d	0,0038
$2d$	0,0019
$3d$	0,0014
$4d$	0,0010
$5d$	0,0008
$6d$	0,0007
$7d$	0,0006
$8d$	0,0005
$9d$	0,0005
$10d$	0,0004

Es würden sich schon hieraus einige specielle Folgerungen ziehen lassen. Z. B. für $a=b=d$ würde die Wellenlänge des fraglichen Tones $= 2 \cdot 0,0038 = 0,0076$; für $a=b=2d$ würde sie $= 2 \cdot 0,0019 = 0,0038$, d. h. bei doppelter Entfernung des Hörenden und Schiefsenden von dem Gitter würde der Ton eine ganze Octave höher beginnen u. s. w. Ebenso müfste der Ton für $a=b=7d$ die nächst höhere Quinte des für $a=b=5d$ vernommenen seyn. Würde ferner z. B. $a=3d$, und $b=4d$, so würde die Wellenlänge $x+y=0,0014+0,0010=0,0024$, dagegen für $a=5d$, und $b=10d$ würde $x+y=0,0008+0,0004=0,0012$, demnach halb so grofs, als im vorigen

Falle, also die höhere *Octave* des dort vernommenen Tones, u. s. w.

Es würde überhaupt leicht seyn, eine kleine *Tabelle* zusammenzustellen, aus welcher sich das Intervall der in *zwei beliebigen* Fällen entstehenden Töne, so zu sagen, *ablesen*, oder wenigstens sofort beurtheilen liefse. Man brauchte nämlich nur ein Viereck nach Art der pythagoreischen Tafel (des »Einmaleins«) etwa in 100 Felder zu theilen, dann z. B. von der linken oberen Ecke an sowohl die horizontalen, als die verticalen Columnen der Reihe nach mit $d, 2d, 3d, \dots$ bis $10d$ zu bezeichnen, und in jedes der 100 Felder die *Summe derjenigen zwei Werthe* für x (oder y) einzutragen, welche den Bezeichnungen der horizontalen und der verticalen Columnne, zu der das Feld gehört, entspricht: so hätte man ein Schema, aus welchem sich die *Wellenlänge* des Reflexionstones für beliebige Werthe von a und b (zwischen d und $10d$) ablesen, und sonach, durch Vergleichung derselben, das *Intervall* für je zwei Fälle leicht beurtheilen liefse.

Dieses Schema würde, wenn man der Abkürzung wegen nur die vierten Decimalen obiger Werthe als Einheiten einträgt, etwa folgendes seyn:

Für $a =$	d	$2d$	$3d$	$4d$	$5d$	$6d$	$7d$	$8d$	$9d$	$10d$
Für $b = d$	76	57	52	48	46	45	44	43	43	42
» $2d$	57	38	33	29	27	26	25	24	24	23
» $3d$	52	33	28	24	22	21	20	19	19	18
» $4d$	48	29	24	20	18	17	16	15	15	14
» $5d$	46	27	22	18	16	15	14	13	13	12
» $6d$	45	26	21	17	15	14	13	12	12	11
» $7d$	44	25	20	16	14	13	12	11	11	10
» $8d$	43	24	19	15	13	12	11	10	10	9
» $9d$	43	24	19	15	13	12	11	10	10	9
» $10d$	42	23	18	14	12	11	10	9	9	8

Befände sich z. B. der Schiefsende in der Entfernung d ($=70'$) und der Hörende in der Entfernung $4d$ ($=280'$) vom Anfange des Gitters, so zeigt unsere Tabelle in der ersten, resp. 4ten Columnne die Zahl 48, d. i. 0,0048 als die nach Stabdistanzen gemessene anfängliche Wellenlänge des

des Tones. Wäre dagegen der Schiefsende um $4d$ ($=280'$) und der Hörende nur um $3d$ ($=210'$) vom Gitter entfernt, so zeigt die Tabelle die Zahl 24, — also einen Ton, dessen Wellenlänge nur die Hälfte der vorigen betrüge, und der sonach die höhere Octave bildete.

Die Uebereinstimmung der je 8ten und 9ten Columnne dieses Schemas, sowie auch das gleichmäßige Abnehmen der Zahlen von der 5ten bis zur 8ten, sind übrigens offenbar nur *scheinbar*, und haben ihren Grund in der Unzuverlässigkeit der letzten Decimalen, überhaupt in der Ungenauigkeit der zu Grunde gelegten (mittels siebenstelliger Logarithmen berechneten) Werthe von x und y .

Will man genauere und zuverlässigere Resultate, so wird man am Bequemsten die zu Grunde zu legenden Werthe für x und y dadurch finden, daß man die ausziehenden Wurzeln ($\sqrt{a^2+1} - a$ oder $\sqrt{b^2+1} - b$) als Kettenbrüche entwickelt. Da nämlich, wie schon oben bemerkt, z. B. $\sqrt{a^2+1} - a$, (unter der Voraussetzung $a > 0$), < 1 wird, so hat man $x = \frac{1}{a}$, wo

$$a = \frac{1}{\sqrt{a^2+1} - a} = \sqrt{a^2+1} + a = 2a + (\sqrt{a^2+1} - a) \\ = 2a + \frac{1}{a}$$

$$\text{ist, so daß } x = \frac{1}{2a + \frac{1}{2a + \frac{1}{2a + \dots}}}$$

mit dem constanten Quotienten $2a$ wird, und als ersten Näherungswerth $\frac{1}{2a}$, als zweiten $\frac{2a}{4a^2+1}$, als dritten $\frac{4a^2+1}{8a^3+4a}$ u. s. w. giebt. Man kann sich aber in unserem Falle füglich mit dem *ersten* begnügen, der zwar etwas zu groß, dessen Abweichung vom wahren Werthe aber, nach bekannten Gesetzen, $< \frac{1}{2a \cdot (4a^2+1)}$ seyn muß. Diefs giebt,

selbst für den *kleinsten* Werth von a , der bei Berechnung obiger Tabelle vorkommt, nämlich für $a = 132$, eine Abweichung von weniger als $\frac{1}{264 \cdot (4.17424 + 1)}$, also von weniger als 0,000000055 . . . , die demnach, da sie im *schlimmsten* Falle (nämlich für $a = b = d$) nur höchstens mit 2 multiplicirt vorkommt, unbedenklich zu vernachlässigen ist.

Auf diese Weise erhält man z. B. für $a = d = 132$, $\sqrt{a^2 + 1} - a = \frac{1}{264} = 0,00378787$, während der durch wirkliches Ausziehen der Wurzel gefundene Werth 0,00378783 liefert; also bis in die siebente Decimale genau.

Die unserer kleinen Tabelle zu Grunde zu legenden Werthe für x oder y gestalten sich dann folgendermaßen:

Für a (oder b) =	wird (x oder y) =
d	0,0037878
$2d$	0,0018939
$3d$	0,0012626
$4d$	0,0009469
$5d$	0,0007576
$6d$	0,0006313
$7d$	0,0005411
$8d$	0,0004735
$9d$	0,0004209
$10d$	0,0003788

und zwar sämmtlich bis auf die letzte Decimale genau. Die obige Tabelle für die anfängliche Wellenlänge der angenommenen Töne würde sich darnach leicht auf denselben Grad der Genauigkeit umwandeln lassen.

Der *Hauptvorthail* dieser zweiten Methode besteht aber offenbar darin, dafs, wenn man wirklich $\sqrt{a^2 + 1} - a = \frac{1}{2a}$ und $\sqrt{b^2 + 1} - b = \frac{1}{2b}$ annimmt, diese Werthe für x und y den reciproken Werthen der zugehörigen Distanzen a und b direct proportional werden. Da nun die Summen dieser Werthe die Wellenlängen ausdrücken, so haben wir damit ein *neues Gesetz gefunden*: das einfache Gesetz nämlich, dafs, unter den gemachten Beschränkungen (a und $b \geq 132$), bis auf die siebente Decimale genau, die anfäng-

lichen Werthe der beiden, die gesuchte Wellenlänge zusammensetzenden Theile *den zugehörigen Abständen a und b verkehrt proportional sind*. Ein Gesetz, welches die Beurtheilung der einzelnen möglichen Combinationen ungemein erleichtert.

§. 16. Aus diesem Gesetze, oder auch schon aus genauerer Betrachtung der Tabelle §. 15, ergeben sich bereits mehrere weitere Folgerungen. So z. B.:

- a) Wenn der Hörer stets beim *Schiefsenden* bleibt, so ist die Tonhöhe *direct proportional der Entfernung Beider vom Anfange des Gitters*. (Denn die Tonhöhe ist ja, wie die Anfangsgründe der Akustik lehren, der Wellenlänge eines Tones, — und diese selbst wiederum, nach obigem Gesetze, dem Abstände vom Gitter *umgekehrt proportional*). Entfernen sich also Beide um das Doppelte vom Gitter, so wird der Ton um *eine Octave*, — entfernen sie sich nur um die Hälfte ihres vorigen Abstandes, so wird er um *eine Quinte* höher werden müssen u. s. w. Ferner
- b) Bleibt der Hörer an seinem Orte, während der *Schiefsende* sich entfernt, so nimmt die Tonhöhe in einem *langsameren* Verhältnisse zu, als diese Entfernung; — (man könnte vermuthen, im Verhältnisse der Quadratwurzeln derselben, namentlich wenn man die einfache Entfernung in obiger Tabelle mit der vierfachen vergleicht; bei der neunfachen dagegen trifft es nicht zu. Das Genauere hierüber sogleich).
- c) Dasselbe muß natürlich (in Folge des in §. 12 erwiesenen Gesetzes) auch stattfinden, wenn der *Schiefsende* seinen Platz behauptet, und bloß der *Hörende* sich allmählich entfernt oder nähert.
- d) Stehen Beide (Hörer und Schütze) z. B. in der Entfernung $3d$, so wird *derselbe Ton* (von der Wellenlänge $2 \cdot 0,0012626 = 0,0025252$) zum Vorschein kommen, als wenn z. B. der Eine um $2d$ und der Andere um $6d$ von dem Anfange des Gitters entfernt ist, u. s. w.

Da indessen die *großen Zahlen* der zu Ende des §. 15 erwähnten Tabelle deren Ueberschaulichkeit beeinträchtigen und namentlich das *Vergleichen* der einzelnen Fälle erschweren, so wird es zu diesem Zwecke vortheilhafter seyn, die betreffenden Werthe von $x + y$ (unter der gemachten Voraussetzung $x = \frac{1}{2a}$ und $y = \frac{1}{2b}$) *allgemein* zu berechnen. Nehmen wir z. B. $a = md$ und $b = nd$ an (wo m und $n > 1$ seyn sollen), so haben wir für die zugehörige anfängliche Wellenlänge des vernommenen Tones $x + y = \frac{1}{2md} + \frac{1}{2nd}$, oder $= \frac{m+n}{2mnd}$.

Dies giebt z. B. für $a = 4d$ und $b = 2d$, $x + y = \frac{6}{16d} = \frac{3}{8d}$; oder für $a = 6d$ und $b = 2d$, $x + y = \frac{8}{24d} = \frac{1}{3d}$ u. s. w.

Eine fernere Vereinfachung ergibt sich übrigens, wenn wir statt der Wellenlängen sofort die *Tonhöhen selbst*, d. i. die Schwingungszahlen einführen. Da nämlich Letztere den Wellenlängen umgekehrt proportional sind, so können wir dann ohne Weiteres die Umkehrungen oder reciproken Werthe obiger Brüche (d. h., allgemein ausgedrückt, den Werth $\frac{1}{x+y} = \frac{2mnd}{m+n}$) in unsere Tabelle aufnehmen und dabei überdies, weil es sich ja zunächst bloß um *Vergleichung* der einzelnen Werthe handelt, der Kürze wegen den gemeinsamen Factor d weglassen. (Ebenso könnte natürlich auch der gemeinschaftliche Factor 2 im Zähler jener Brüche wegbleiben, was jedoch nicht im Interesse der Ueberschaulichkeit liegt).

Auf diese Weise finden wir denn für die anfänglichen *Tonhöhen selbst* folgende (ihnen proportionale) Werthe:

Für $a =$	d	$2d$	$3d$	$4d$	$5d$	$6d$	$7d$	$8d$	$9d$	$10d$
Für $b = d$	1	4	3	8	5	12	7	16	9	20
$2d$	4	2	12	5	20	3	28	15	36	16
$3d$	3	12	3	24	15	4	21	48	9	60
$4d$	8	5	24	4	40	24	11	16	72	13
$5d$	5	20	15	40	5	30	35	80	45	20
$6d$	12	3	4	24	60	6	84	45	36	15
$7d$	7	28	21	56	11	77	7	112	63	140
$8d$	16	15	48	16	80	45	112	8	144	80
$9d$	9	36	12	72	13	36	63	144	9	180
$10d$	20	11	13	40	3	12	140	80	19	10

Warum diejenigen Brüche, die in einer und derselben, von Rechts oben nach Links unten laufenden, Zahlenreihe dieser Tabelle stehen, sämtlich *einerlei* Nenner haben müssen, (z. B. die diagonale Reihe den Nenner 11, die vom dritten Felde rechts ausgehende den Nenner 13 u. s. w.), ergibt sich, nebst den übrigen arithmetischen Eigenschaften der Tabelle, leicht aus der angegebenen Construction der

Brüche, d. h. aus deren gemeinsamer Grundform $\frac{2mn}{m+n}$; —

für $m = n$ z. B., d. h. für $a = b$, liefert Letztere die Form $\frac{2m^2}{2m} = m$; daher die Werthe der von der linken oberen Ecke ausgehenden Diagonale die Reihe der ganzen Zahlen 1 bis 10 bilden müssen. Begiebt sich also z. B. der Hörer mit dem Schiefsenden (oder Beide in einer Person) der Reihe nach in die doppelte, dreifache, vierfache . . . Entfernung von dem Gitter, so werden die vernommenen Töne (wenigstens deren Anfänge) die Reihe der sogenannten »natürlichen Tonleiter« bilden, z. B. die Reihe:



Die dritte und vierte Stufe dieser Reihe werden aber auch z. B. dann zu Gehör kommen, wenn sich einer von

Beiden in die *doppelte*, resp. *dreifache*, und der Andere beide Male in die *sechsfache* ursprüngliche Entfernung begiebt u. s. w. Ebenso ergiebt sich eine Anzahl von ziemlich einfachen Tonverhältnissen unmittelbar aus dem Anblick der letzten Tabelle. So weisen z. B. die in der obersten Zeile vorkommenden Brüche $\frac{4}{3}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{8}{5}$, $\frac{5}{3}$ sofort die ihnen entsprechenden Intervalle der Quarte, Quinte, kleinen und grossen Sexte u. s. w. nach, wenn wir sie nämlich mit dem *tiefsten* vorkommenden Tone vergleichen, dessen Schwingungszahl hier = 1 gesetzt ist.

Um nun aber auch die Vergleichung der verschiedenen Töne *unter sich* (nicht blofs mit jenem ersten oder tiefsten) noch weiter zu erleichtern, kann man die sämtlichen in der Tabelle enthaltenen Brüche auf möglichst kleine, ihnen proportionale *ganze Zahlen* reduciren, d. h. man müfste diese Brüche auf gleichen Nenner bringen und dann diesen weglassen. Da sie indessen sämtlich die Form $\frac{2mn}{m+n}$ haben, wo *m* sowohl, als *n*, von 1 bis 10 wachsen kann, so müfste der kleinste gemeinschaftliche Nenner die sämtlichen einfachen Factoren der Zahlen von 1 bis 20 enthalten, und würde daher eine sehr grosse (nämlich 9 zifferige) Zahl werden, ein Umstand, der auch die zugehörigen Zähler wiederum in so grosse Zahlen verwandeln würde, dafs die vergleichende Uebersicht nicht erleichtert, sondern noch erschwert wäre.

Lassen wir daher, um zu kleineren Zahlen zu gelangen und wenigstens eine *Anzahl* überschaubarer, etwa durch den Versuch zu verificirender Resultate zu erhalten, alle diejenigen Felder unserer letzten Tabelle, deren Nenner durch verhältnismäfsig grosse Primfactoren der Ueberschaulichkeit vorzugsweise hinderlich werden, *gänzlich unbeachtet*, so können wir aus dem zu bildenden Producte vor Allem die Factoren 19, 17, 13 und 11, vielleicht auch noch den Factor 7, sowie den dritten der Factoren 2, und den zweiten der Factoren 3, weglassen. Thun wir dies, so erhalten wir aus den übrig bleibenden Factoren 2.2.3.5 die als

bequeme Eintheilungszahl seit Jahrtausenden berühmte und vielfach angewandte Zahl 60, mit welcher sämtliche Brüche unserer Tabelle zu multipliciren wären.

Dies liefert denn folgende in der That überschaulichere Zusammenstellung von Verhältnisszahlen für die anfängliche Höhe der fraglichen Töne:

Für $a =$	d	$2d$	$3d$	$4d$	$5d$	$6d$	$7d$	$8d$	$9d$	$10d$
Für $b = d$	60	80	90	96	100	103	105	107	108	109
$2d$	80	120	144	160	171	180	187	192	196	200
$3d$	90	144	180	206	225	240	252	262	270	277
$4d$	96	160	206	240	267	288	303	320	332	343
$5d$	100	171	225	267	300	327	350	369	386	400
$6d$	103	180	240	288	327	360	388	412	432	450
$7d$	105	187	252	303	350	388	420	448	472	494
$8d$	107	192	262	320	369	412	448	480	508	533
$9d$	108	196	270	332	386	432	472	508	540	569
$10d$	109	200	277	343	400	450	494	533	569	600

Die kleiner gedruckten Zahlen sind nur annäherungsweise richtig. Es sind diejenigen, welche sich in Folge der erwähnten Auslassung der Factoren 19, 17 u. s. w. eigentlich nicht durch ganze Zahlen ausdrücken lassen. Da sie sich indessen nicht um eine halbe Einheit von den richtigen Werthen entfernen, so mögen sie inmerhin zu einer annähernden Beurtheilung der betreffenden Intervalle brauchbar seyn, und sind eben deshalb mit aufgenommen worden.

§. 17. Aus dieser Tabelle ergibt sich nun eine Menge einfacher Tonverhältnisse, die, durch den Versuch bestätigt, eine wesentliche Stütze unserer Theorie bilden würden.

Der Kürze wegen wollen wir jedoch vorerst noch eine besondere Bezeichnung einführen. Befindet sich nämlich in *einem* Falle der Schiessende in der Entfernung $a = md$, und der Hörende in der Entfernung $b = nd$ (oder umgekehrt, was ja denselben Ton liefert), in einem *zweiten* Falle der Eine in der Entfernung $a' = rd$, und der Andere in der Entfernung $b' = sd$: so wollen wir die *Vergleichung* dieser beiden Fälle, resp. das *Intervall* der beiden zum

Vorschein kommenden Töne, durch das Symbol $\frac{m \cdot n}{r \cdot s}$ bezeichnen, (welches also keinen Bruch vorstellt). So z. B. soll „der Fall $\frac{2 \cdot 4}{3 \cdot 6}$ “ die Vergleichung derjenigen beiden Töne bezeichnen, welche entstehen, wenn *einmal* die Entfernungen des Schiefsenden und Hörenden vom Gitter resp. $2d$ und $4d$, das *anderemal* resp. $3d$ und $6d$ betragen, also derjenigen Töne, welchen in obiger Tabelle die Zahlen 160 und 240 entsprechen, und deren *Intervall* sonach, da diese Zahlen sich wie 2.3 verhalten, eine reine Quinte seyn würde.

Nach dieser Bezeichnungsweise finden wir denn zum Beispiel, - zur Bestätigung des zu Ende von §. 15 aufgestellten Gesetzes, das die Fälle $\frac{2 \cdot 2}{4 \cdot 4}$, $\frac{3 \cdot 3}{6 \cdot 6}$, $\frac{4 \cdot 4}{8 \cdot 8}$ u. s. w. reine *Octaven*, die Fälle $\frac{2 \cdot 2}{3 \cdot 3}$, $\frac{4 \cdot 4}{6 \cdot 6}$, $\frac{6 \cdot 6}{9 \cdot 9}$ reine *Quinten*, die Fälle $\frac{3 \cdot 3}{4 \cdot 4}$, $\frac{6 \cdot 6}{8 \cdot 8}$ reine *Quarten*, die Fälle $\frac{4 \cdot 4}{5 \cdot 5}$, $\frac{8 \cdot 8}{10 \cdot 10}$ grofse *Terzen*, die Fälle $\frac{3 \cdot 3}{5 \cdot 5}$ und $\frac{6 \cdot 6}{10 \cdot 10}$ grofse *Sexten*, das ferner $\frac{5 \cdot 5}{6 \cdot 6}$ eine kleine *Terz*, $\frac{5 \cdot 5}{8 \cdot 8}$ eine kleine *Sexte*, $\frac{8 \cdot 8}{9 \cdot 9}$ einen grofsen und $\frac{9 \cdot 9}{10 \cdot 10}$ einen kleinen ganzen Ton liefert.

Ein weiteres Gesetz über diese Intervalle, welches sich hier sofort ergibt, ist aber folgendes. Auch wenn die Entfernungen des Hörenden und Schiefsenden vom Gitter *nicht* einander gleich sind, sondern nur *proportional* bleiben, so bleibt dennoch das Intervall dasselbe, welches durch das *Verhältnifs* jener Entfernungen bezeichnet wird. Oder, bestimmter gesagt: Auch wenn *nicht* (wie in obigen Fällen) $m = n$ und $r = s$, sondern die vier Gröfsen m , n , r , s nur *proportional* sind, liefert der Fall $\frac{m \cdot n}{r \cdot s}$ das durch den Bruch $\frac{m}{r} (= \frac{n}{s})$ bezeichnete Intervall. So liefern z. B. auch die Fälle $\frac{2 \cdot 3}{4 \cdot 6}$, $\frac{2 \cdot 4}{4 \cdot 8}$, $\frac{2 \cdot 5}{4 \cdot 10}$, $\frac{3 \cdot 4}{6 \cdot 8}$, $\frac{3 \cdot 5}{6 \cdot 10}$ u. s. w. reine *Octaven*,

auch die Fälle $\frac{2.4}{3.6}$, $\frac{2.6}{3.9}$, $\frac{4.6}{6.9}$ reine Quinten, auch $\frac{3.6}{5.10}$ eine große Sexte, auch $\frac{4.8}{5.10}$ eine große Terz, u. s. w.

§. 18. Besonders leicht durch den Versuch zu controliren würde aber offenbar die *völlige Uebereinstimmung* des Tones in zwei verschiedenen Fällen seyn, von der wir auch (abgesehen von dem in §. 12 ausgesprochenen Gesetze) in unserer Tabelle Beispiele finden; so die Fälle $\frac{2.6}{3.3}$, $\frac{3.6}{4.4}$ u. s. w. Die Bedingung für die Entstehung eines solchen Unisono ergibt sich aus Obigem leicht. Da nämlich unter den gemachten Voraussetzungen die anfängliche Wellenlänge des entstehenden Tones (vergl. §. 15) $x + y = \frac{1}{2a} + \frac{1}{2b}$ ist, so liegt jene Bedingung für den Fall $\frac{m \cdot n}{r \cdot s}$ in der Gleichung:

$$\frac{1}{2md} + \frac{1}{2nd} = \frac{1}{2rd} + \frac{1}{2sd},$$

oder

$$\frac{1}{m} + \frac{1}{n} = \frac{1}{r} + \frac{1}{s},$$

woraus sich $s = \frac{mnr}{(m+n)r - mn}$ ergibt.

So haben wir z. B. für den Fall $\frac{2.6}{3.x}$, wenn er ein Unisono liefern soll, $x = \frac{2.6.3}{8.3 - 2.6} = 3$; oder für den Fall $\frac{4.4}{3.x}$ unter derselben Bedingung, $x = \frac{4.4.3}{8.3 - 4.4} = 6$, welches die beiden schon oben beispielsweise erwähnten Fälle sind. — Ferner liefert z. B. $\frac{9.5}{7.x}$ für den Fall eines Unisonos $x = 5,94$, also fast $= 6$, und in der That zeigt auch schon unsere letzte Tabelle für die Entfernungen $9d$, $5d$ einerseits und $7d$, $6d$ andererseits *nahezu gleiche Tonhöhen* (nämlich die Zahlen 386 und 388), die höchst wahrscheinlich vom Unisono nicht zu unterscheiden sind. Noch etwas genauere (wenn auch nicht absolute) Gleichklänge liefern auf ähnliche Weise die Fälle $\frac{6.10}{7.8}$, $\frac{3.9}{4.5}$ u. s. w.

§. 19. Aber auch die übrigen Intervalle kommen, außer den bereits in §. 17 angeführten Fällen, in unserer Tabelle noch mehrfach vor. So finden wir z. B. reine *Quinten* in den Fällen $\frac{1.1}{1.3}$ (und folglich, nach dem in §. 17 ausgesprochenen Gesetze, auch $\frac{2.2}{2.6}, \frac{3.3}{3.9}$ u. s. w.), $\frac{1.2}{2.2}$ (und folglich auch $\frac{2.4}{4.4}, \frac{3.6}{6.6}, \frac{4.8}{8.8}$ u. s. w.), $\frac{1.4}{2.3} (\frac{2.8}{4.6}), \frac{2.10}{5.5}, \frac{4.5}{5.10}, \frac{5.5}{6.10}$; ferner *annähernd* reine *Quinten* in $\frac{1.8}{2.5}, \frac{2.5}{3.8}, \frac{2.6}{4.5}, \frac{3.4}{4.7}, \frac{4.8}{7.9}$ u. s. w.

Als allgemeine Formel für die Aufsuchung dieses Intervalls erhalten wir aus der nach dem Obigen von selbst verständlichen Bedingung

$$\frac{1}{m} + \frac{1}{n} = \frac{3}{2} \cdot \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{s} \right)$$

die Formel:

$$s = \frac{3mr}{2r(m+n) - mn},$$

welche z. B. für $m=n=r$ die specielle Formel $s=3m$ liefert, die sich leicht in eine Regel übersetzen läßt und in den oben zuerst genannten Fällen ($\frac{1.1}{1.3}, \frac{2.2}{2.6}$ u. s. w.) durch Beispiele belegt ist.

Reine *Quarten* finden sich außer den schon vorgekommenen, wie unsere Tabelle ausweist, noch in den Fällen $\frac{1.1}{1.2} (\frac{2.2}{2.4}, \frac{3.3}{3.6}, \frac{4.4}{4.8}$ u. s. w.), $\frac{1.3}{2.2} (\frac{2.6}{4.4}, \frac{3.9}{6.6}), \frac{1.9}{2.3}, \frac{2.3}{2.8}, \frac{2.6}{3.6}, \frac{3.5}{5.5}$ u. s. w., von denen sich z. B. ganz besonders die drei letzten zur Verificirung durch den Versuch eignen würden, weil nämlich bei ihnen der Hörer (oder der Schießende) seinen Platz nicht zu verlassen braucht. Annähernd reine *Quarten* finden sich außerdem noch in $\frac{1.2}{1.8}, \frac{3.8}{5.7}, \frac{4.5}{5.7}$ u. s. w. (zusammen in mindestens 14 Fällen). Für die Aufsuchung derselben ergibt sich aus der Bedingungs-
gleichung

$$\frac{1}{m} + \frac{1}{n} = \frac{4}{3} \cdot \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{s} \right)$$

in ähnlicher Weise, wie oben bei den Quinten, die Formel:

$$s = \frac{4mnr}{3r(m+n) - 4mn} \text{ u. s. w.}$$

Die bisher angeführten Fälle bieten bereits eine so reiche Auswahl von Beispielen einfacher Intervalle, daß wir die Geduld des Lesers nicht durch Aufzählung anderer ermüden wollen. Nur das allgemeine Gesetz für *beliebige* Intervalle möge noch angeführt werden. Bezeichnet man nämlich das fragliche Intervall durch das Verhältniß $p:q$, wo p die Schwingungszahl des für die Entfernungen m und n , — und q diejenige des für die Entfernungen r und s hörbar werdenden Tones vorstellen soll: so ergibt sich aus der leicht verständlichen Grundbedingung

$$\frac{1}{m} + \frac{1}{n} = \frac{p}{q} \cdot \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{s} \right)$$

die Gleichung:

$$p \cdot rs(m+n) = q \cdot mn(r+s),$$

welcher Relation also die vier Distanzen m, n, r, s genügen müssen, wenn das Intervall $\frac{p}{q}$ zum Vorschein kommen soll.

Dies liefert die *allgemeine* Berechnungsformel:

$$s = \frac{q \cdot mnr}{pr(m+n) - qmn},$$

von welcher die oben angeführten nur specielle Fälle bilden, und mittelst der sich für jedes verlangte Intervall und jede drei gegebenen Entfernungen die vierte berechnen läßt.

Stände z. B. in einem Falle der Hörer 4 Längeneinheiten, der Schiefsende 6 (oder umgekehrt) vom Anfange des Gitters entfernt, in einem anderen Falle aber der Eine von Beiden 8 Längeneinheiten: — wo müßte dann der Andere stehen, damit der vernommene Ton um eine *große Sexte* höher beginne, als im ersten Falle?

Das Verhältniß der großen Sexte ist 3:5; wir haben also in obiger Formel $p=3$, $q=5$ zu setzen, während $m=4$, $n=6$ und $r=8$ ist. Diefes giebt sonach $x=$

$\frac{5.4.6.8}{3.8.(4+6)-5.4.6} = 8$, d. h. der Hörende muß bei dem Schützen stehen, 8 Längeneinheiten von dem Gitter; was denn auch mit unserer Tabelle übereinstimmt, nach welcher der Fall $\frac{4.6}{8.8}$ das Schwingungsverhältniß $\frac{288}{480} = \frac{3}{5}$ giebt.

§. 20. Endlich läßt sich auch ebenso leicht eine allgemeine Berechnungsregel für das aus vier gegebenen Abständen resultirende *Intervall* aufstellen. Denn, gesetzt dasselbe sey $\frac{p}{q} = x$, so haben wir nach der in §. 19 besprochenen Grundformel

$$p \cdot rs(m+n) = q \cdot mn(r+s),$$

oder

$$x \cdot rs(m+n) = mn(r+s),$$

und folglich

$$x = \frac{mn(r+s)}{rs(m+n)};$$

eine sehr einfache Berechnungsformel, die sich auch leicht als ein neues *Gesetz* in Worte kleiden ließe.

Sollte z. B. das Intervall der Fälle $\frac{2.10}{4.4}$ ermittelt werden, so können wir, dem in §. 17 ausgesprochenen Gesetze zufolge, statt dessen in kleineren Zahlen $\frac{1.5}{2.2}$ setzen, und wir haben somit $x = \frac{p}{q} = \frac{1.5 \cdot (2+2)}{2.2 \cdot (1+5)} = \frac{5}{6}$, also das Intervall der *kleinen Terz*. — Oder es sollte z. B. das Intervall gefunden werden, welches entsteht, wenn der Hörer in beiden Fällen an demselben Platze bleibt, und zwischen sich und das Gitter zwei Schützen so aufstellt, daß die drei Abstände von dem Gitter bis zum ersten Schützen, von diesem zum zweiten und von diesem zum Hörer *einander gleich* werden. Setzt man hier einen dieser Abstände $= 1$, so haben wir in einfachster Gestalt den Fall $\frac{1.3}{2.3}$, und somit $x = \frac{1.3 \cdot (2+3)}{2.3 \cdot (1+3)} = \frac{5}{8}$, also das Intervall der *kleinen Sexte*.

Zum Schlusse noch ein Beispiel:

Der Hörer will, stets an derselben Stelle bleibend, 8 Schützen so aufstellen, daß dieselben, indem sie nach einander abfeuern, die 8 Töne einer gewöhnlichen diatonischen Durscale hervorbringen, so zwar, daß der zuerst Schießende dicht beim Hörer stehe: in welche Entfernung müssen die übrigen gestellt werden?

Wenden wir die am Schlusse von §. 19 aufgestellte Formel an, so haben wir nach derselben „den Fall $\frac{1 \cdot 1}{1 \cdot x}$ “ für die sieben Intervalle $\frac{8}{9}$ (Sekunde), $\frac{4}{3}$ (Terz), $\frac{3}{4}$ (Quarte), $\frac{2}{3}$ (Quinte), $\frac{3}{5}$ (Sexte), $\frac{8}{15}$ (Septime) und $\frac{1}{2}$ (Octave) aufzulösen. Da aber hier, nach der gemachten Voraussetzung, $m = n = r = 1$ ist, so gestaltet sich jene Formel einfacher so:

$$x = \frac{q}{2p - q}$$

und liefert demnach

für die Sekunde:	$x = \frac{9}{7} = 1\frac{2}{7}$
„ „ Terz:	$x = \frac{5}{3} = 1\frac{2}{3}$
„ „ Quarte:	$x = \frac{4}{2} = 2$
„ „ Quinte:	$x = \frac{3}{1} = 3$
„ „ Sexte:	$x = \frac{5}{1} = 5$
„ „ Septime:	$x = \frac{15}{1} = 15$
und „ „ Octave:	$x = \frac{2}{0} = \infty$

Das Letztere heisst demnach: Es ist überhaupt unmöglich einen zweiten Schützen so weit wegzustellen, daß der von dem (an seinem Platze verharrenden) Hörer wahrgenommene Ton eine ganze Octave höher klänge, als der durch einen bei ihm stehenden Schützen hervorgebrachte; (wie denn dieß auch in der Natur der Sache liegt und sich sogar schon bei aufmerksamer Betrachtung der Fig. 5 Taf. VI von selbst ergibt).

Wollte man den letzteren Versuch z. B. nur für die 6 ersten Töne der Scale ausführen und dabei die gefundenen Entfernungen (mit Rücksicht auf die mehrerwähnte Bedingung der Zulässigkeit unserer Formeln überhaupt) in ganzen Zahlen ausdrücken, so könnte etwa die des er-

sten Schützen (und des Hörers) 105', und demgemäß die der folgenden der Reihe nach 135', 175', 210', 315' und 525' vom Gitter betragen, falls nämlich die Stäbe des letzteren nicht über 1' von einander abstehen.

(Schluß im nächsten Heft.)

III. *Untersuchungen an Mineralien der Sammlung des Hrn. Dr. Krantz in Bonn; von H. Dauber.*

(Fortsetzung zu Bd. XCII, S. 237 dieser Annalen.)

6. *Pajsbergit*, ein in Begleitung von Magneteisenstein, Granat und Chlorit auf Pajsbergs Eisengrube zu Filipstad in Schweden vorgekommenes Kieselmanganerz ist nach einer schon im Jahre 1851 veröffentlichten Analyse von Igelström¹⁾ gleich den übrigen bisher bekannt gewordenen späthigen Varietäten dieser Gattung chemisch als ein Augit zu betrachten. Eine krystallographische Bestimmung des durch seine schöne Farbe, vollkommene Durchsichtigkeit, Glanz und Theilbarkeit so ausgezeichneten Minerals ist auffallender Weise bisher unterblieben, indem man aus den Resultaten der chemischen Untersuchung und der Analogie mit solchen Mangansilicaten, an welchen außer der gleichen atomistischen Zusammensetzung angeblich auch die Blätterdurchgänge des Augit beobachtet worden sind, als selbstverständlich die Isomorphie mit demselben gefolgert zu haben scheint. Wenn man indess Gelegenheit hat ringsum ausgebildete Krystalle zu sehen, wie solche in einem die obengenannten Mineralien durchsetzenden braunschwarzen amorphen Eisenoxysilicat mitunter eingewachsen vorkommen, so ist es nicht schwer aus dem gänzlichen Mangel an Symmetrie, aus der ungleichen

1) Rammelsberg Handwörterbuch der chem. Min. V. Suppl. 59. Erdmann's Journ. für pract. Chem. LIV. 190.

physikalischen Beschaffenheit der Prismenflächen und aus der Lage der Blätterdurchgänge die Unwahrscheinlichkeit einer solchen Ansicht zu erkennen. Eine genauere Untersuchung, deren Ergebnisse ich hierunter im Auszuge mittheile, läßt keinen Zweifel, daß der Pajsbergit (und mit ihm wenigstens ein Theil der verwandten Manganverbindungen) nicht mit Augit, sondern mit Babingtonit isomorph ist, in der heutigen freilich sehr vagen Bedeutung dieses Begriffs, abstrahirt nämlich von gewissen Differenzen in den die Grundform bestimmenden Elementen, für welche der nothwendig existirende mathematische Ausdruck erst noch gefunden werden muß. Dieses merkwürdige Factum einer Isomorphie der Augitsubstanz mit einem noch dazu extremen Gliede der Hornblendereihe¹⁾, scheint übrigens der schon öfter ausgesprochenen Hypothese einer gleichen chemischen Constitution beider Mineralkörper eine neue Stütze zu verleihen und macht fortgesetzte Analysen sowohl des Babingtonits wie reiner durchsichtiger Abänderungen der Hornblende sehr wünschenswerth.

Die Grundform des Pajsbergits ist eine triklinödrische Pyramide mit den Neigungen der drei Hauptschnitte a, b, c

$$ab = 68^{\circ} 51',5 \quad ac = 86^{\circ} 31',5 \quad bc = 92^{\circ} 22'$$

oder den entsprechenden ebenen Winkeln (Axenwinkeln)

$$acb = 111^{\circ} 21',5 \quad abc = 94^{\circ} 39' \quad bac = 86^{\circ} 6',5$$

und dem Axenverhältniß

$$a : b : c = 1,8291 : 1,1579 : 1$$

wofür man näherungsweise setzen kann

$$1,8257 : 1,1547 : 1 = \sqrt{10} : 2 : \sqrt{3}.$$

Die beobachteten Gestalten sind²⁾

- 1) Vergl. Rammelsberg's Handwörterb. III. Suppl. S. 24. V. Suppl. S. 134.
- 2) Nach der an Kürze und Bestimmtheit gewiß unübertrefflichen Bezeichnungsweise, welche, obgleich schon vor mehr als 30 Jahren von Neumann (Beiträge zur Krystallonomie) in ihren Grundzügen festgestellt, erst jetzt durch Müller's krystallographische Arbeiten allgemeinere Verbreitung gefunden hat.

$$a = 100 \quad b = 010 \quad c = 001 \quad n = \bar{1}\bar{1}0 \quad k = \bar{1}01 \\ 0 = 011 \quad s = 0\bar{1}1$$

und bilden die in Fig. 11 und 12 Taf. VI durch orthographische Projectionen auf die Querschnitte der Zonen ab und ac dargestellte Combination.

Die Theilbarkeit ist gleich ausgezeichnet nach b und c , sehr unvollkommen nach o und s . Die Flächen c und k sind stark glasglänzend und trotz der Streifung parallel der Combinationskante meist recht deutliche Bilder reflectirend; a und b weniger glänzend; n , o und s nur selten hinreichend spiegelnd, meist matt, n außerdem oft sehr uneben durch unregelmäßige Vertiefungen oder unterbrochene Furchung parallel ab ; o und s zuweilen parallel der Combinationskante mit c gestreift, die durch ihre rhombische Gestalt leicht kenntliche Fläche s jedoch häufiger nach der Kante sa , mitunter in beiden Richtungen zugleich.

Folgende Zusammenstellung wird ebensowohl einen Maassstab für die Zuverlässigkeit dieser Angaben wie die Mittel zu deren gelegentlicher Berichtigung geben. Die Columnne A enthält die mittleren Beobachtungswerthe, E die nach dem ersten der obigen Axenverhältnisse berechneten, F die nach dem zweiten genäherten Verhältniß, B die Anzahl der an verschiedenen Krystallen¹⁾ oder verschiedenen Kanten eines und desselben Krystalls erhaltenen Einzelwerthe, aus welchen die unter A als mittlere hervorgegangen sind, C die Gränzen dieser Einzelwerthe. Nach wie vor sind statt der Neigungen der Flächen die ihrer Normalen gegeben.

1) Es wurden überhaupt 34 der besten Krystalle für die Messungen benutzt.

A.	E.	F.	B.	C.
$ac = 86^{\circ} 31',5$	$86^{\circ} 31',5$	$86^{\circ} 31',5$	18	$86^{\circ} 22'$ bis $86^{\circ} 40'$
$a'k = 62 14,5$	62 15	62 12	17	62 1 „ 62 27
$ck = 31 12,5$	31 13	31 16	26	30 59 „ 31 25
$ab = 68 51,5$	68 51,5	68 51,5	16	68 38 „ 69 7
$an = 73 51,5$	73 41	73 43	2	73 48 „ 73 55
$bn' = 37 20,5$	37 27,5	37 25,5	4	37 0 „ 37 48
$bc = 92 22$	92 22	92 22	8	92 16 „ 92 29
$b'c = 87 38$	87 38	87 38	10	87 34 „ 87 46
$oc = 43 51,5$	43 50	43 55	16	43 32 „ 44 14
$ob = 48 33$	48 32	48 27	12	48 16 „ 48 48
$sc = 41 48,5$	41 39	41 43,5	8	41 43 „ 41 56
$sb' = 45 59,5$	45 59	45 54,5	10	45 39 „ 46 24
$nc = 85 24$	85 18	85 18	3	85 15 „ 85 39
$n'c = 94 36$	94 42	94 42	2	94 32 „ 94 40
$kb = 102 58$	102 56,5	102 57	5	102 56 „ 102 59
$k'b' = 76 59$	77 3,5	77 3	13	76 52 „ 77 13
$ks = 40 17$	40 8,5	40 12,5	7	40 11 „ 40 30
$ns = 53 49$	54 3	53 59	4	53 38 „ 54 3
$ko = 61 2$	60 55	61 1	5	60 42 „ 61 18
$ao = 72 44$	72 49	72 48	9	72 33 „ 72 58

Ich habe nun zur Vergleichung noch einige Kiesel-manganerze anderer Localitäten untersucht und zwar

a) von *Långbanshytta* in Schweden. Der Winkel des Spaltungsprisma schwankt nach 12 Bestimmungen zwischen $87^{\circ} 27'$ und $88^{\circ} 15'$, liegt also dem des Pajsbergit $= 87^{\circ} 38'$ entschieden näher wie dem des Augit $= 87^{\circ} 6'$. Ueberdies wurde in einem Falle außer den Spaltungsflächen *b*, *c* noch eine Krystallfläche *a* in derselben Lage beobachtet, welche diese Fläche beim Pajsbergit hat. Die Messung ergab nämlich

$$ab = 68^{\circ} 54' \quad ac = 86^{\circ} 45' \quad bc = 92^{\circ} 32';$$

b) von *Prsibram* in Böhmen. Deutliche rhomboidische Prismen mit schiefer Endfläche, in Kalkspath eingewachsen. Bei vier mit No. 1 bis 4 bezeichneten Krystallen fand sich (unter *b* und *c* wieder die den Hauptblätterdurchgängen parallelen Flächen verstanden)

No. 1.	No. 2.	No. 3.	No. 4.
$ab = 69^{\circ} 0'$	$68^{\circ} 0'$	$69^{\circ} 4'$	$68^{\circ} 34'$
$ac = 87 2$	86 20	87 54	85 49
$bc = 92 57$	92 6	93 57	93 54

c) von *Franklin* in New Jersey (sogen. *Fowlerit*) gestattet nur eine sehr rohe doch wie mir scheint in ihrem Hauptresultat ebenfalls genügende Beobachtung. Bei zwei Krystallen war

No. 1.	No. 2.
$ab = 67^{\circ} 54'$	$68^{\circ} 22'$
$ac = 87 \quad 39$	$86 \quad 22$
$bc = 93 \quad 49$	$91 \quad 23$

Diese drei Mineralien gehören also zum *Pajsbergit*. Vielleicht ist ein Gleiches der Fall mit dem Mangankiesel von Schabrowa bei Katharinenburg, von welchem G. Rose ¹⁾ sagt, dafs er deutlich theilbar sey nach dem Augitprisma, in Spuren nach den Diagonalen desselben, denn die Annäherung dieser Verhältnisse an diejenigen, welche oben für den *Pajsbergit* nachgewiesen sind, ist zu grofs als dafs Messungen an Spaltungsstücken, welche nicht zugleich Krystallflächen enthalten, schon für entscheidend gehalten werden könnten. Dagegen unterstützt die von Miller und Anderen in Betreff des Kieselmanganerzes (leider ohne Nachweis der Localität) gemachte Angabe, dafs die Theilbarkeit nach den Diagonalen deutlicher sey wie die prismatische und dafs auch eine unter 74° gegen die scharfe Prismenkante geneigte Schiefendfläche als Spaltungsfläche vorkomme die an sich nicht unwahrscheinliche Ansicht, dafs es auch Mangansilicate in der Form des Augits giebt.

7. *Babingtonit* von Arendal. Die Form des *Babingtonits* ist von Lévy untersucht ²⁾. Da indess diese Bestimmung, die einzige von welcher ich Kenntnifs habe, in eine Zeit fällt, wo die aus den Schwankungen der Kantenwinkel entspringenden Schwierigkeiten noch sehr wenig gekannt waren, so schien zur Ergänzung der vorhergehenden Untersuchung eine Wiederholung gerechtfertigt.

Nach meinen allmählich auf 82 Krystalle ausgedehnten

1) Reise nach dem Ural, I. 163.

2) *Annals of Philosophy* n. S. VII. 275.

und, ich muß gestehen, in Bezug auf die verticale Zone, welche besonders großen Unregelmäßigkeiten unterworfen ist, doch nicht ganz befriedigenden Beobachtungen ist das Octaëder des Babingtonits bestimmt durch die Neigungen der Hauptschnitte

$$ab = 67^{\circ} 48' \quad ac = 87^{\circ} 28' \quad bc = 92^{\circ} 36'$$

oder die entsprechenden ebenen Winkel

$$acb = 112^{\circ} 22' \quad abc = 93^{\circ} 48' \quad bac = 86^{\circ} 9'$$

und das Axenverhältniß

$$a : b : c = 1,8257 : 1,1167 : 1$$

wofür ich als Näherung setze

$$1,8257 : 1,1180 : 1 = \sqrt{\frac{2}{3}} : \frac{1}{2} : \sqrt{\frac{1}{3}}.$$

Die vorkommenden Gestalten sind

$$a = 100 \quad b = 010 \quad c = 001 \quad d = 101 \quad h = 110 \\ g = 2\bar{1}0 \quad o = 011 \quad s = 0\bar{1}1$$

davon die beiden letzten bis jetzt nicht beobachtet und mit Rücksicht auf den Pajsbergit von besonderem Interesse.

Die Combination ist nicht selten vollzählig wie Fig. 13 und 14 Taf. VI sie darstellt. Häufiger jedoch treten die Flächen o und s ganz zurück, mitunter auch eine oder mehrere der Flächen a , d , b .

Spaltbar sind die Krystalle deutlich nach c , weniger deutlich nach b ; ob auch nach o und s ist zweifelhaft. Die Flächen a , b , g , h sind in der Richtung ihrer Combinationsskante gestreift, ebenso d und e nach der ihrigen, o und s hingegen eben, alle Flächen sehr glänzend aber selten gut spiegelnd.

In der folgenden Zusammenstellung ist die Bedeutung der Buchstaben A , F , B , C über den Columnen die nämliche wie früher.

A.	F.	B.	C.
*ac = 87° 27'	87° 28'	14	87° 14 bis 87° 36'
*a'c = 92 32	92 32	19	92 19 » 92 43
ad = 57 29	57 33	13	57 23 » 57 37
dc = 29 50	29 55	16	29 37 » 30 5
bc = 92 33	92 36	9	92 23 » 92 44
*b'c = 87 23	87 24	17	87 15 » 87 38
oc = 45 7	45 13	4	45 2 » 45 12
ob = 47 21	47 23	7	47 16 » 47 31
sc = 42 58	42 44	7	42 16 » 43 37
sb' = 44 48	44 40	5	44 40 » 44 52
ab = 67 47	67 48	28	67 10 » 68 17
ag = 47 26	47 33	44 ¹⁾)	47 0 » 47 51
ag = 132 28	132 27	7	132 13 » 132 44
ah = 43 18	43 5	30 ²⁾)	42 42 » 43 58
g'b = 64 35	64 39	22	64 23 » 64 50
hb = 24 29	24 43	15	24 9 » 24 54
hg' = 89 36	89 22	11	89 19 » 89 53
*hc = 90 46	90 47	11	90 22 » 91 9
*h'c = 89 12	89 13	8	89 7 » 89 19
*gc = 85 22	85 27	20	85 6 » 85 38
*g'c = 94 39	94 33	22	94 28 » 94 56
hd = 69 22	69 20	7	69 12 » 69 40
h'd = 110 39	110 40	5	110 32 » 110 50
gd = 66 0	66 10	14	65 44 » 66 32
g'd = 113 57	113 50	15	113 34 » 114 13
bd = 81 8	81 22	13	80 48 » 81 26
b'd = 98 50	98 38	5	98 29 » 99 16
oa = 72 19	72 29	4	72 9 » 72 26
og' = 75 49	75 46	2	75 45 » 75 52
od = 41 42	41 50	1	
sa' = 77 14	76 58	1	3)

Ein Sternchen (*) zeichnet die Winkeln aus, welche am genauesten bestimmt werden konnten.

- 1) Nach Ausschluss einzelner die genannten Grenzen noch überschreitender Beobachtungen einerseits bis 45° 47' und anderseits bis 49° 30' reichend.
- 2) Ebenfalls nur denjenigen Theil der Beobachtungen herausgehoben, welcher eine regelmäßig verlaufende Reihe bildet.
- 3) Nach der in die Lehrbücher übergegangenen Bestimmung von Lévy ist

$$ab = 67° 30'$$

$$ac = 87 26$$

$$bc = 92 0$$

$$ag = 47 45$$

$$ah = 42 55$$

$$dc = 29 35$$

Man sieht, daß in Betreff der Neigung ad und der Winkel der verticalen Zone noch einige Unsicherheit herrscht, aber zugleich, daß diese nur durch Beobachtungen an besser ausgebildeten Individuen, wenn solche künftig vorkommen sollten, wird gehoben werden können. Bis jetzt habe ich nur einen Krystall gefunden, welcher in Bezug auf die verticalen Flächen, weil sie *sämmtlich* vollkommen deutliche Bilder und genau in derselben Ebene reflectirten, allen Anforderungen genügte. Die durch je 8 bis 12 Repetitionen, deren grösste Differenz 2 Min. betrug, erhaltenen Resultate waren

$$\begin{aligned} ab &= 67^{\circ} 48',0 \\ a'b' &= 67 \quad 49,2 \\ ag &= 47 \quad 33,4 \\ a'g' &= 47 \quad 40,0 \\ gb' &= 64 \quad 30,7 \\ g'b &= 64 \quad 40,2. \end{aligned}$$

Die Summe aller 6 Winkel ist $360^{\circ} 1\frac{1}{2}'$, folglich der auf jeden einzelnen kommende Fehler 15 Sek. ¹⁾). Diese

- 1) Krystallzonen, welche eine solche Sicherheit der Messung gestatten, sind außerordentlich selten, geben aber, wenn noch ihr Verhalten gegen Temperatureinflüsse bekannt ist, ein treffliches Mittel ab sich über den aus der Construction des Goniometers, der Aufstellung desselben, der Wahl der Visirpunkte u. s. w. entspringenden constanten Fehler auch in jedem anderen Falle genau zu unterrichten, eine Vorsicht, welche ich nie versäume, obgleich die meisterhafte Ausführung meines aus der Werkstatt des Hrn. Meyerstein in Göttingen hervorgegangenen Instruments und meine bisherigen Erfahrungen, welche stets nur Differenzen unter $\frac{1}{2}$ Min. ergeben haben, dieselbe könnten überflüssig erscheinen lassen. Ich bemerke dies um etwaigen auf das Verfahren der Messung bezüglichen Einwänden zu begegnen. Im Allgemeinen haben mir die noch immer beobachteten Schwankungen der Kantenwinkel die Ueberzeugung verschafft, daß der Einfluß der constanten wie der eigentlichen Beobachtungsfehler leicht sehr überschätzt wird und daß man besser thut auf eine zweckmäßige Auswahl der für die Messungen bestimmten Individuen und eine größere Vervielfältigung der Beobachtungen bedacht zu seyn als der Bestimmung einzelner Winkel eine ägstliche Sorgfalt zu widmen. Man wird dann im Laufe der Untersuchung von selbst auf diejenigen Ausnahmefälle geführt, bei welchen die Anwendung der feinsten Hilfsmittel von wirklichem Nutzen ist.

Beobachtungen geben in Uebereinstimmung mit den früheren ab mit großer Wahrscheinlichkeit $= 67^\circ 48'$ und $ag = 47^\circ 31'$ bis $47^\circ 41'$. Für den mittleren Werth $47^\circ 36'$ ist oben das Verhältniß $a:b$ berechnet.

8. *Hausmannit* von Ilmenau. Ich habe 12 mit No. 2 bis 13 bezeichnete Krystalle der Combination des Haupt-octaëders $e = 111$ mit dem stumpferen $s = 113$ der Messung unterworfen und folgende Resultate erhalten.

1. Für den Polkantenwinkel ee' des Hauptoctaëders.

	A.	C.	B.
No. 7	$74^\circ 9' 36''$	$74^\circ 5'$ bis $74^\circ 14'$	4.
4	$74 9 48$	$74 7 \text{ » } 74 13$	4
3	$74 10 0$		1
9	$74 10 0$		1
2	$74 10 24$	$74 9 \text{ » } 74 13$	4
6	$74 11 42$	$74 2 \text{ » } 74 18$	4
8	$74 12 12$	$74 6 \text{ » } 74 18$	4
5	$74 13 12$	$74 11 \text{ » } 74 16$	3

überhaupt 25 Werthe zwischen den Gränzen $74^\circ 2'$ und $74^\circ 18'$, deren Mittel $= 74^\circ 10' 18''$.

II. Für den Polkantenwinkel ss' des stumpferen Octaëders').

	A.	C.	B.
No. 13	$39^\circ 23' 19''$	$39^\circ 21'$ bis $39^\circ 26'$	6
12	$39 25 42$	$39 20 \text{ » } 39 29$	4
4	$39 28 33$	$39 26 \text{ » } 39 31$	4
2	$39 28 42$	$39 26 \text{ » } 39 32$	6
10	$39 29 26$	$39 28 \text{ » } 39 31$	3
11	$39 30 12$	$39 27 \text{ » } 39 33$	5
3	$39 32 26$	$39 30 \text{ » } 39 35$	6
8	$39 32 42$	$39 25 \text{ » } 39 39$	6

überhaupt 40 Werthe zwischen den Gränzen $39^\circ 20'$ und $39^\circ 39'$, deren Mittel $= 39^\circ 28' 57''$.

III. Für den Combinationskantenwinkel es .

11 Werthe zwischen $29^\circ 51'$ und $30^\circ 1'$, deren Mittel $= 29^\circ 56' 42''$.

Aus den für ss' erhaltenen Resultaten unter II ergeben

1) Zum Theil durch Rechnung aus der gemessenen Neigung ss' .

sich für ee' die Gränzwerthe $74^\circ 2'$ und $74^\circ 16'$ und der mittlere $74^\circ 8' 50''$ so wie für es die mittlere Neigung $29^\circ 57' 21''$ also mit den Beobachtungen I und III sehr gut harmonirend, so zwar, dafs die noch übrig bleibende geringe Differenz in Betracht der vergleichsweise ungünstigen Beschaffenheit der Flächen e lediglich diesen letzteren Beobachtungen zugeschoben und

$$ee' = 74^\circ 9' 1')$$

als wahrscheinlichster Werth angesehen werden mufs. Die Mittelkante ist dann $63^\circ 1'$ und das Axenverhältnifs

$$1 : 0,8669$$

approximativ $= 1 : 0,8660 = 2 : \sqrt{3}$ (für $ee' = 74^\circ 10' 24''$).

9. *Anatas*. An hyacinthrothen Krystallen von Tremadoc in Wales, in deren Begleitung Albit und Quarz aber nicht der von demselben Fundort bekannte Brookit sich findet, beobachtete ich die Fig. 15 Taf. IV dargestellte Combination $k = 112$, $o = 107$. Beide Formen sind neu. Die erste erwies sich wegen starker horizontaler Streifung 7- sehr genauen Messungen nicht geeignet.

Beobachtet.	Berechnet.
$kk' = 66^\circ 46'$	$67^\circ 13'$
66 58	
$ok = 42 9$	42 19
42 10	
$kp' = 76 54$	76 43 2)
77 10	

Um so beachtenswerther sind die für das Octaëder o erhaltenen Resultate, dessen Flächen ausgezeichnet spiegeln. Am besten, mit No. 8 bezeichneten Krystall war

$oo' = 20^\circ 2' 0''$
$o'o'' = 20 3 24$
$o''o''' = 20 1 0$
$o'''o = 20 2 18$
$oo'' = 28 30 12$
$o'o''' = 28 29 0$

1) $74^\circ 35'$ ist die gewöhnliche Angabe der Lehrbücher.

2) p' bedeutet eine durch Spaltung erhaltene Fläche des Hauptoctaëders. Die Spaltung g nach der Endfläche habe ich nicht hervorbringen können

Aus den letzten beiden Werthen folgen für die Polkante die Winkel $20^{\circ} 2' 58''$ und $20^{\circ} 2' 10''$. Je nachdem man den einen oder anderen mit den vier beobachteten Werthen zusammenfasst, gehen die Mittel $20^{\circ} 2' 20''$ und $20^{\circ} 2' 10''$ hervor, von welchen, wenn noch ein Unterschied gemacht werden darf, der letztere den Vorzug verdient.

Bei einem zweiten Krystall No. 6 beobachtete ich

$$\begin{aligned} oo' &= 20^{\circ} 5' 42'' \\ o'o'' &= 20 \quad 3 \quad 24 \\ o''o''' &= 19 \quad 58 \quad 0 \\ o'''o &= 20 \quad 1 \quad 42 \end{aligned}$$

bei einem dritten No. 7

$$\begin{aligned} oo' &= 20^{\circ} 4' 30'' \\ o'o'' &= 20 \quad 0 \quad 18 \\ o''o''' &= 20 \quad 5 \quad 36 \end{aligned}$$

Die äußersten Werthe sind hiernach $19^{\circ} 58'$ und $20^{\circ} 6'$ und der wahrscheinlichste wie oben $20^{\circ} 2' 10''$. Für die Polkante des Hauptoctaëders aber würde daraus folgen $pp' = 82^{\circ} 8' 28''$ zwischen den Gränzen $82^{\circ} 5' 30''$ und $82^{\circ} 11' 30''$.

Ein ausgezeichnete Krystall vom Dauphiné (mit No. 3 bezeichnet) gab folgende Resultate, ein jedes im Mittel aus 9 Repetitionen, welche höchstens um die beigesetzte Gröfse differirten,

$$\begin{array}{rcl} 82^{\circ} 8' 48'' \text{ Diff.} & = 2' & \text{aus } p'p'' = 136^{\circ} 36' 48'' \\ 82 \quad 9 \quad 0 & 4 & pp'' = 136 \quad 37 \quad 12 \\ p''p''' = 82 \quad 9 \quad 0 & 3 & \\ pp' = 82 \quad 9 \quad 24 & 1 & \\ pp''' = 82 \quad 9 \quad 30 & 1 & \\ p'p'' = 82 \quad 9 \quad 48 & 3 & \end{array}$$

drei andere derselben Localität

	A	C.	B.
No. 5	$82^{\circ} 7' 58''$	$82^{\circ} 6' 20''$ bis $82^{\circ} 9'$	5
15	$82 \quad 9 \quad 30$	$82 \quad 7 \quad 30$ „ $82 \quad 11$	3
4	$82 \quad 9 \quad 36$	$82 \quad 6$ „ $82 \quad 13 \quad 12''$	8

und hieraus gehen die Gränzwerthe $pp' = 82^{\circ} 6'$ und $82^{\circ} 13'$ so wie der mittlere $82^{\circ} 9' 7''$ hervor.

Weit größere Schwankungen zeigen die Krystalle vom St. Gotthardt, denn eine Reihe von 44 Beobachtungen an 13 Exemplaren endet einerseits bei $81^{\circ} 56'$ und anderseits bei $82^{\circ} 23'$. Gleichwohl ist das Mittel $82^{\circ} 9' 36''$ nur um respective 1 Min. und $\frac{1}{2}$ Min. von demjenigen verschieden, welches oben für die Krystalle von Wales und vom Dauphiné erhalten wurde, ein Beweis wie mir scheint, dafs jene Schwankungen ganz zufällig sind und dafs man berechtigt ist den mittleren Werth für den wahrscheinlichsten zu halten (was *a priori* nicht behauptet werden kann).

Fasst man diese Resultate zusammen, so ergibt sich, dafs den Krystallen der drei betrachteten Localitäten ein und derselbe Polkantenwinkel zukommt und dafs kaum ein Fehler von $\frac{1}{2}$ Min. zu befürchten ist, wenn man diesen Winkel den Beobachtungen am besten Dauphinéer Krystall No. 3 zufolge gleich $82^{\circ} 9' 15''$ annimmt.

Das Axenverhältnifs ist danach

$$0,56228:1$$

$$\text{approximativ} = 0,56250:1 = 9:16 \text{ (für } pp' = 82^{\circ} 8' 57'')$$

$$\text{oder} \quad 0,56195:1 = \sqrt{6}:\sqrt{19} \text{ (für } pp' = 82^{\circ} 9' 45'').$$

Die älteren Bestimmungen anlangend freue ich mich zu finden, dafs die genaueste, welche wir Miller verdanken und welche auch v. Kokscharow ¹⁾ durch sehr sorgfältige Messungen an Sibirischen Anatasen bestätigt gefunden hat, mit der meinigen völlig übereinstimmt. Descloizeaux ²⁾ setzt für die Krystalle von Brasilien $pp' = 82^{\circ} 6' 28''$, hat aber bei seiner Untersuchung offenbar mehr eine Entwicklung der Combinationsverhältnisse wie eine genaue Bestimmung der Grundform im Auge gehabt.

Ueber die mit Chlorit vorkommenden Anataskrystalle von Tavistock in Devonshire, welche ich am wenigsten geeignet für genaue Beobachtungen gefunden habe, bemerke ich nur, dafs an ihnen ein bisher nicht bekanntes Octaëder

1) Materialien zur Mineralogie Russlands, Petersburg, 1853.

2) *Ann. de Chim. et de Phys.* 3. sér. X.

$x = 337$ in Combination mit dem Hauptoctaëder, der Endfläche c und dem Prisma erster Ordnung zu sehen ist.

Beobachtet.	Berechnet.
$px = 20^\circ 42'$	$21^\circ 10'$
20 53	
20 58	
21 5	
$cx = 47 6$	$47 10$
47 23	
47 28	
47 29	

10. *Honigstein* von Artern. An 12 mit der größten Sorgfalt ausgewählten Krystallen habe ich für den Polkantenwinkel folgende Resultate erhalten:

	A.	C.	B.
No. 1	$61^\circ 42' 48''$	$61^\circ 30'$ bis $61^\circ 52'$	11
2	61 43 24	61 38 „ 61 50	12
3	61 44 0	61 41 „ 61 47	5
4	61 44 24	61 25 „ 61 56	9
5	61 44 30	61 40 „ 61 49	2
6	61 44 54	61 37 „ 61 52	7
7	61 46 30	61 23 „ 62 10	23 ¹⁾
8	61 47 0	61 40 „ 61 59	11
9	61 47 18	61 43 „ 61 52	3
10	61 49 0	61 36 „ 61 57	9
11	61 51 24	61 44 „ 61 56	7
12	61 53 48	61 45 „ 61 58	10

oder, indem ich ohne Rücksicht darauf, ob an diesem oder jenem Individuum beobachtet, die zusammengehörigen Winkelwerthe vereinige und deren Mittel unter *A* so wie die diesen entsprechenden Werthe des Polkantenwinkels unter *D* aufführe,

- 1) Dieser Fall, wo bis auf einen sämtliche Kantenwinkel gemessen wurden, ist bemerkenswerth, weil des großen Spielraums ungeachtet, innerhalb dessen die erhaltenen Werthe sich ziemlich gleichmäßig vertheilen, das Mittel aus allen von der Wahrheit nur wenig entfernt ist, mithin die Veranlassung der Schwankungen wieder nur in zufälligen Umständen gesucht werden kann, welche den Krystallisationsproceß begleiteten.

A.	C.	B.	D.
$rr' = 61^{\circ} 46' 24''$	$61^{\circ} 24'$ bis $62^{\circ} 5'$	32	$61^{\circ} 46' 24''$
$rr'' = 118 \ 12 \ 9$	$117 \ 50 \ 118 \ 37$	27	$61 \ 47 \ 51$
$rr''' = 93 \ 4 \ 8$	$92 \ 53 \ 93 \ 19$	24	$61 \ 45 \ 21$
$r''r_{ii} = 86 \ 54 \ 55$	$86 \ 39 \ 87 \ 9$	26	$61 \ 45 \ 53$

Hieraus ergibt sich als wahrscheinlichster Werth

$$rr' = 61^{\circ} 46'$$

und das Axenverhältniß

$$a:c = 1,3400:1 = 67:50$$

approximativ $= 1,3416:1 = 3:\sqrt{5}$ (für $rr' = 61^{\circ} 43' 41''$).

Diesem Resultat kommen die Angaben von Kupffer ¹⁾ sehr nahe, der für Polkante und Mittelkante eines wie es scheint ausgezeichneten Krystalls die gut correspondirenden Werthe $61^{\circ} 46' 30''$ und $86^{\circ} 55'$ erhalten hat. Kenngott ²⁾ hat ebenfalls beide Winkel gemessen, ist aber in der Wahl des Krystalls weniger glücklich gewesen, denn aus dem beobachteten Mittelkantenwinkel $86^{\circ} 58'$ berechnet sich der Polkantenwinkel zu $61^{\circ} 44'$, während die angestellte Messung $61^{\circ} 49'$ ergab. Ersterem Werthe giebt Kenngott den Vorzug. Nach G. Rose ist der Polkantenwinkel $= 61^{\circ} 46' 41''$, nach Breithaupt $61^{\circ} 43' 42''$, nach Phillips $61^{\circ} 43'$, alles Werthe, die von dem oben erhaltenen nur wenig abweichen, von welchen ich aber nicht habe erfahren können, ob sie durch Messungen mehrerer Winkel oder nur eines einzigen erhalten wurden.

1) Preisschrift über Messung der Winkel an Krystallen, S. 121

2) Mineralogische Untersuchungen, Heft I, S. 17.

IV. *Ueber die optischen Eigenschaften einiger Krystalle des tesserale Systems;
van Dr. H. Marbach in Breslau.*

Für die Krystalle, deren Grundform ein Würfel, ein regelmäßiges Octaëder oder ein Granatoëder ist, gilt das Gesetz, daß dieselben, wie die sogenannten amorphen Körper, in allen Richtungen in gleicher Weise auf das Licht wirken, dasselbe einfach brechen und in Rücksicht auf die Polarisation von den Krystallen anderer Symmetrie wesentlich abweichen. Dieses Gesetz hat wenigstens scheinbare Ausnahmen gefunden. Brewster entdeckte zuerst die Doppelbrechung des Analcim; er bezeichnete denselben als »mit unzähligen Axen doppelter Brechung« begabt, weil der Analcim mehrere zu seinen Krystallflächen symmetrisch gelegene, aber einzelne Ebenen zeigt, in denen nach jeder Richtung die Doppelbrechung fehlt. Ein anderer merkwürdiger Unterschied dieses Krystalls von den eigentlich doppelbrechenden Krystallen besteht darin, daß jedes Theilchen eine andere Wirkung auf das Licht ausübt; wie dies bei gepressten oder erhitzten Gläsern der Fall ist. Von letzteren ist der Analcim aber in sofern ganz verschieden, als die Gläser durch Zertheilen die Spannung und die von derselben bedingte Doppelbrechung in allen Theilen ändern, wogegen ein Stück eines Analcim abgebrochen noch dieselbe Erscheinung hervorbringt, als vorher am ganzen Krystall. Leucit und Boracit verhalten sich ähnlich. Biot fand mehrere in dem tesserale Systeme krystallisirende Substanzen, namentlich Alaun, Flußspath, Kochsalz, welche sehr bemerklichen Einfluß auf polarisirtes Licht haben, in verschiedenen Stellungen verschieden wirken und dadurch auf das Vermögen, das Licht (wenigstens in einzelnen Theilen) doppelt zu brechen, schliessen lassen. Biot nannte diese Klasse von Erscheinungen *polarisation lamellaire* und erklärte dieselbe durch die Annahme eines lamellenartigen

Baues jener Krystalle. Mitscherlich fand (nach einer Mittheilung von Biot in den *compt. rend.* 1846), daß chloresaures Natron die *polarisation lamellaire* besitze. — Die nicht tesseralen, die eigentlich doppeltbrechenden Krystalle haben oft ähnliche Wirkungen, und diese treten dann modificirend — für den Beobachter oft sehr störend — zu den wesentlich optischen Eigenschaften hinzu.

In vorliegendem Aufsatze werde ich die von mir beobachteten und bisher noch nicht beschriebenen optischen Wirkungen einiger Krystalle des tesseralen Systems darstellen. Ich erlaube mir noch die Bemerkung vorauszuschicken, daß die von mir bei einigen tesseralen Krystallen aufgefundenen circulare Polarisation des Lichts bisweilen von der *polarisation lamellaire* begleitet ist.

In der Beschaffung des zu untersuchenden Materials bin ich von mehreren Freunden, namentlich aber vom Hrn. Prof. Duflos, auf das Bereitwilligste unterstützt worden. Für die Beobachtungen selbst bediente ich mich in manchen Fällen eines Polarisations-Mikroskops, und zwar unter Anwendung nur schwacher Vergrößerungen, in anderen Fällen eines anderen, mit einer guten Kreistheilung versehenen Polarisations-Instruments. In allen hier zu beschreibenden Beobachtungen wurde der Krystall so eingestellt, daß derselbe ganz und deutlich gesehen wurde, so daß die in das Auge gelangenden Strahlen nahe parallel waren.

Nicht selten bemerkt man die hier zu beschreibenden Erscheinungen, begleitet von derartigen, wie sie gepresste Gläser zeigen. Man kann dann Sprünge im Krystall als die Ursache von entstandenen Pressungen erkennen, oder durch Zertheilen des Krystalls jene Wirkungen von denen anderer Art unterscheiden. Ebenso unterscheidet man leicht die Wirkung von eingeschlossenen oder aufliegenden Krystallen einer doppeltbrechenden Substanz, welche der Flüssigkeit zufällig beigemischt gewesen ist, aus der sich der beobachtete Krystall gebildet hat. Sehr störend ist dagegen Unklarheit der Masse eines Krystalls und Unebenheit seiner

Oberflächen, namentlich, weil diese Umstände bekanntlich depolarisirend wirken.

Die beobachteten Krystalle sind:

- 1) bromsaures Nickeloxydul, $\text{NiO} + \text{BrO}_5 + 6\text{HO}$
- 2) bromsaures Kobaltoxydul, $\text{CoO} + \text{BrO}_5 + 6\text{HO}$
- 3) salpetersaurer Strontian, $\text{SrO} + \text{NO}_5$
- 4) salpetersaurer Baryt, $\text{BaO} + \text{NO}_5$
- 5) salpetersaures Bleioxyd, $\text{PbO} + \text{NO}_5$
- 6) chlorsaures Natron, $\text{NaC} + \text{ClO}_5$
- 7) bromsaures Natron, $\text{NaO} + \text{BrO}_5$
- 8) essigsaures Uranoxyd-Natron, $(\text{NaO} + 2\text{Ur}_2\text{O}_3) + 3\text{C}_2\text{H}_3\text{O}_3$.

Die fünf ersten Salze zeigen die *polarisation lamellaire*, die drei letzteren circulare Polarisation des Lichts; einzelne Krystalle zeigen die circulare Polarisation, verbunden mit der *polarisation lamellaire*.

Das bromsaure Nickeloxydul krystallisirt in regelmäßigen Octaëdern, deren Ecken durch Würfelflächen abgestumpft sind. Hr. Prof. Rammelsberg hatte die Güte, mir Krystalle von 2 Linien Seite von diesem und dem Kobalt-Salze zuzustellen. Das Nickelsalz ist, wie andere Salze derselben Basis, grün, schön durchsichtig und in den gewöhnlichen Temperaturen beständig. Die Krystalle dieses Salzes wirken stark auf das polarisirte Licht. Ich beobachtete die Krystalle mittelst eines Polarisations-Mikroskops, wendete aber nur eine etwa 15 malige Vergrößerung an. Ein Plättchen von bromsaurem Nickeloxydul, parallel einer Würfelfläche geschnitten, stellt das verdunkelte Licht im Polarisations-Apparate wieder her. Wenn die Polarisations-Ebenen des letzteren senkrecht auf einander gestellt sind, und die Krystallplatte in ihrer Ebene gedreht wird, so erscheint sie verdunkelt, sobald ihre (zu den Lichtstrahlen senkrechten, in der Ebene der Platte gelegenen) Octaëder-axen 45 Grad mit den Polarisations-Ebenen bilden; die größte Helligkeit erhält das Gesichtsfeld, wenn jene Axen in die Polarisations-Ebenen fallen. In dem grünen Gesichtsfelde bildet sich hierbei ein schwarzes Kreuz, dessen Arme

parallel den Octaëderaxen gelegene, scharfbegrenzte, gleichbreite Striche sind, von denen ich im nicht polarisirten Lichte keine Andeutung bemerken konnte. Ein Plättchen, parallel einer Octaëderfläche geschnitten, stellt eine sechsseitige Tafel dar, welche, im Polarisations-Apparat betrachtet, sich in sechs gleiche, dreiseitige Felder theilt, indem diese beim Drehen des Krystalls bald an Helligkeit verschieden, bald durch schwarze radiale Streifen von einander getrennt sind. Wenn man ein solches Plättchen dreht, während die Polarisations-Ebenen senkrecht auf einander stehen, so erscheinen zwei gegenüberliegende Felder verdunkelt, wenn sie von der Polarisations-Ebene des Polarisators oder des Zerlegers halbirt werden, die anderen Felder sind von mittlerer Helligkeit und durch einen schwarzen diagonalen Strich getrennt, der mittlere Theil dieser Felder ist dunkler. Dreht man aus dieser Stellung den Krystall um 30 oder 60 Grad, so sind je zwei andere Felder verdunkelt; dreht man ihn um 90 Grad, so erscheinen dieselben Felder dunkel; dreht man ihn aber um 15 Grad aus der ersten Lage, so erscheinen alle Felder hell und durch schwarze Striche von einander getrennt; diejenigen Felder sind am hellsten, deren radiale Halbierungsgrade 45 Grad mit den Polarisations-Ebenen bilden. Mit anderen Worten: Wenn der Winkel, welchen die Halbierungsgrade eines der Felder mit der einen Polarisations-Ebene bildet, von 0 bis 45 Grad wächst, so nimmt die Helligkeit dieses Feldes zu; wächst jener Winkel bis 90 Grad, so nimmt die Helligkeit wieder ab bis zum Verschwinden. Nicht an allen Krystallen, die ich beobachtete, ist die Erscheinung so regelmäfsig; die dunkleren Streifen bilden oft viereckige Felder, aber immer tritt bei den, parallel der Octaëderfläche geschnittenen Platten der Uebergang der gröfsten Dunkelheit von einem zum benachbarten Felde ein, wenn man den Krystall um 30 Grad (um die Lichtstrahlen als Axe) dreht; und immer tritt der Uebergang der gröfsten Dunkelheit in die gröfste Helligkeit bei demselben Felde ein, wenn der Krystall um 45 Grad ge-

dreht wird. Dreht man eine der beiden Polarisations-Ebenen des Instruments, so ändert sich nicht bloß die Helligkeit, sondern auch die Farbe. Die hellsten Theile sind bei gekreuzten Polarisations-Ebenen blaugrün, bei parallelen Polarisations-Ebenen gelbgrün; oft treten auch bräunlichgrüne und blauschwarze Farben auf. Die erwähnten schwarzen Striche verschwinden, wenn die Polarisations-Ebenen parallel sind. — Ein abgebrochenes Stück wirkt ganz ebenso, als es zuvor am ganzen Krystall wirkte. Hervorzuheben ist, daß die beschriebenen optischen Wirkungen wesentlich von der Dicke abhängen.

Es zeigen sehr dünne Krystalle des bromsauren Nickel-oxyduls keine bemerkbare Wirkung; Krystalle, die, aus einem großen Tropfen der Lösung gebildet, eine Dicke von 0,055 par. Linien (und eine Breite von $\frac{3}{4}$ Lin.) erlangten, zeigen die beschriebenen Wirkungen in einem Polarisations-Mikroskop schon ziemlich deutlich; allein die dunkleren Stellen werden nicht ganz schwarz, sondern nur bräunlich, und die helleren Stellen zeigen nur schwaches Licht; die dargestellten Erscheinungen sind aber erkennbarer bei einer Dicke von $\frac{1}{2}$ bis 1 Linie. Bei den unvollständig ausgebildeten Krystallen bemerkt man mit dem Mikroskope im gewöhnlichen Lichte sehr deutlich die erwähnte sternförmige Figur durch die Krystallisation angedeutet.

Obwohl ich eine Drehung der Polarisations Ebene durch diese Krystalle nicht ganz sicher beobachten konnte, bin ich doch geneigt, eine solche zu vermuthen; theils wegen der zuletzt angeführten Umstände, namentlich aber wegen der Analogie dieser Erscheinungen mit denen des bromsauren Natrons. Es scheinen die Krystalle des Nickelsalzes Lamellen einer Substanz, die sich von der übrigen Masse unterscheidet, zu enthalten, welche in den Ebenen der Octaëderaxen liegen, doppeltbrechend wirken und die Wirkung der Circular-Polarisation, wenn sie da ist, verhüllen. Wurde nicht polarisirtes Licht durch den Krystall und dann durch eine dichroskopische Lupe geführt, so konnte ich keine

keine Verschiedenheit in der Färbung der beiden resultirenden Bilder bemerken.

Das *bromsaure Kobaltoxydul* bildet Krystalle von derselben Gestalt als das Nickelsalz; seine Farbe ist roth, und seine optischen Wirkungen sind im Wesentlichen dieselben, als die des Nickelsalzes. Es gehören aber dickere Krystalle dazu, um die Erscheinungen wahrzunehmen. Sind die Polarisations-Ebenen des Apparates senkrecht auf einander gestellt, so scheint die Farbe des Krystalls mehr bläulichroth; stehen jene Ebenen einander parallel, so ist die Farbe mehr gelbroth.

Der *salpetersaure Strontian* $\text{SrO} + \text{NO}_3$ krystallisirt in Octaëdern mit untergeordneten Würfelflächen ¹⁾. Die Krystalle von zwei Linien Durchmesser opalisiren stark; nur kleine Exemplare sind durchsichtig. Sieht man durch zwei Würfelflächen und stellt die Polarisations Ebenen des Instruments senkrecht auf einander, so sieht man ein Kreuz, gebildet von zwei scharf begränzten hellen Geraden, von denen eine jede eine Diagonale zu der erwähnten Würfelfläche bildet; da diese Flächen aber als Abstumpfungen am Octaëder auftreten, so sind jene beiden Geraden parallel den Kanten des Würfels, wenn dieser vollständig gedacht wird. Dreht man den Krystall, so dafs die erwähnten beiden hellen Geraden in die beiden Polarisations-Ebenen fallen, so werden sie dunkel. Es entsprechen jene hellen Linien am ganzen Krystall drei Schichten, die man sich durch die drei Axenebenen des Octaëders gelegt denken kann, dasselbe in acht Pyramiden zerfallen, und aus einer doppelbrechenden Substanz bestehen, deren krystallographische (und optische) Hauptebenen mit denen des Octaëders zusammenfallen. Durch jeden kleinsten Theil jener Schichten gehen zwei Systeme von Strahlen, von denen ein jedes System polarisirt ist, parallel einer Würfelfläche (oder Octaëderaxenebene). Die Theile neben jenen hellen Streifen erscheinen gleichfalls erhellt zwischen den gekreuzten Polarisations-Ebenen des Apparats und wechseln die Hel-

1) Mit 5 Aeq. Wasser krystallisirt er im monoklinischen System.

ligkeit, sind aber fleckig und weniger hell, als das erwähnte Kreuz. Ich schliff Plättchen, parallel den Würfelflächen geschnitten, von der Dicke einer Viertellinie und fand die angegebene Erscheinung noch deutlicher, als bei dickeren Platten. An Krystallen, deren Dimensionen sehr ungleich ausgebildet waren, so daß eine Würfelfläche oblong erschien, zeigten sich die beiden erwähnten hellen Striche dennoch senkrecht auf einander; allein im mittleren Theile mußte auf diese Art ein undeutlicher Fleck entstehen. Wurde ein Plättchen zerspalten, so zeigte jeder Theil noch dasselbe, als am ganzen Krystall. Durch die Octaëderflächen konnte nicht deutlich hindurch gesehen werden, ohne daß die Flächen angeschliffen wurden; es war eine entschiedene Wirkung auf das polarisirte Licht zu bemerken und ein Wechsel dieser Wirkung, wenn das Krystallplättchen in seiner eigenen Ebene gedreht wurde.

Der *salpetersaure Baryt* krystallisirt in Octaëdern; oft ist das Ansehen der Krystalle den vorerwähnten ähnlich, nämlich das einer sechseitigen Tafel; oft aber erscheinen die Krystalle so verzerrt, daß man sich schwer überzeugt, daß dieselben tesserale sind. Die Randtheile der Krystalle sind klar, sie opalisiren nicht, wie die des Strontiansalzes. Während viele Krystalle ebenso, wie die Strontiankrystalle wirken, zeigen andere, aus einer anderen Auflösung dargestellte, gar keinen Einfluß auf das polarisirte Licht.

Das *salpetersaure Bleioxyd* krystallisirt gewöhnlich in undurchsichtigen, weißen Octaëdern; doch erhält man auch Krystalle, deren Randtheile wenigstens ganz klar sind. Ich habe schöne, einen halben Zoll große Krystalle untersucht, an denen aber gleichfalls der Kern undurchsichtig ist. Diese Krystalle haben außer Octaëder- und Würfel- auch Pyritöderflächen, und mehrere haben ganz das Ansehen hexagonaler Krystalle. Dieselben nehmen leicht eine gute Politur an und stellen in ihren durchsichtigen Theilen das durch Polarisation verschwundene Licht wieder vollständig her; wurde der Krystall um die Strahlen (als Axe) gedreht, so änderte sich die Erscheinung; einzelne Theile erschienen

abwechselnd hell und dunkel. Als ich durch zwei Würfelflächen, durch die Dicke von 0,3 Zoll sah, bemerkte ich, daß das Gesichtsfeld am dunkelsten wurde, ohne ganz zu verfinstern, wenn die Ebenen der Octaëderaxen in die (gekreuzten) Polarisations-Ebenen fielen. Wurden letztere Ebenen einander parallel und zwei Octaëderaxen des Krystalls um 45 Grad gegen dieselben geneigt gestellt, so zeigten sich ebenso lebhaft Farben, als bei dem Analcim oder bei schnell gekühltem Glase. Bestimmtere Resultate konnte ich nicht erlangen wegen der theilweisen Unklarheit der Krystalle; ich bemerke nur noch, daß eine Wirkung auf polarisirtes Licht in jeder Richtung des Krystalls zu beobachten war und im abgeschlagenen Stücke auch hier, wie am ganzen Krystalle sich zeigte.

Das *chlorsaure Natron*. Die in diesen Annalen Bd. 91, S. 482 beschriebenen Wirkungen der Krystalle des chlorsauren Natrons erleiden bei manchen Exemplaren Modificationen, welche der Art sind, wie die *polarisation lamellaire*. Ich erlaube mir, diese Modificationen hier zu beschreiben, weil sie vielleicht Jemanden, der die Beobachtungen zu prüfen geneigt wäre, stören könnten, und weil sie auch an sich nicht ohne Interesse sind. Bei manchen Krystallen nämlich zeigen sich in dem intensiv gefärbten Gesichtsfelde weiße Flecke, die bei einer der Krystallplatte gegebenen Drehung in ihrer eigenen Ebene abwechselnd verschwinden und wieder entstehen. Diese weißen Flecke nehmen in manchen Exemplaren eine bestimmte Form an. Legt man ein derartiges Exemplar so in das verdunkelte Gesichtsfeld des Polarisations-Instrumentes, daß je ein Paar der Würfelflächen einer der Polarisations-Ebenen parallel wird, und durch das dritte Paar von Würfelflächen das Licht geht, so zeigen sich vier weiße Flecke auf gefärbtem Grunde. Dieselben bilden ein in der Mitte nicht zusammenhängendes Kreuz und werden durch zwei Gerade symmetrisch geschnitten, welche 45° gegen die dem Lichte parallelen Würfelflächen geneigt liegen. Dreht man den Zerleger, so wird der farbige Grund geändert; hat dieser die dunkelste, die

violette Färbung angenommen, so sind jene Flecke am deutlichsten; dieselben werden ganz unmerkbar, wenn bei weiterem Drehen das Gesichtsfeld wieder sehr hell wird. Sind die Flecke recht deutlich hervortretend geworden, so werden sie durch eine dem Krystalle gegebene Drehung undeutlicher; sie verschwinden vollständig, wenn die den Lichtstrahlen parallelen Würfelflächen 45 Grad gegen die Polarisations-Ebenen geneigt sind; in diesem Falle verhält sich der Krystall ganz, wie ein gewöhnlicher Krystall dieses Salzes. Ich habe einen Krystall, welcher die beschriebene Wirkung zeigte, zersägt und fand die Stücke in derselben Weise, als am ganzen Krystall wirkend.

Das *bromsaure Natron* wird als isomorph dem chlor-sauren Natron angeführt. Ich erhielt zuerst nur prismatische Krystalle dieses Salzes, welche ganz, wie alle doppeltbrechenden Medien, auf das Licht wirkten. Dann aber kam ich durch die Güte des Hrn. Dr. Landolt in Besitz von octaëdrischen Krystallen, deren Ecken durch Würfelflächen abgestumpft sind. Als ich durch 2 Octaëderflächen, deren Breite etwa 2 Linien und deren gegenseitiger Abstand 1 Linie betrug, das polarisirte Licht leitete und mit dem Zerleger untersuchte, zeigte sich bei gekreuzten Polarisations-Ebenen das Gesichtsfeld hellblau. Drehte ich nun den Krystall in seiner eigenen Ebene, so änderte sich die Erscheinung wiederholt. Ich bemerkte die sechsseitig erscheinende Octaëderfläche in drei gleiche Theile vom Mittelpunkte aus getheilt; der eine dieser Theile war dunkelblau und wurde von einer der beiden (auf einander senkrecht gestellten) Polarisations-Ebenen halbirt, ein dunkelblauer Strich theilte die beiden anderen Drittheile. Wurde der Krystall um 30° gedreht, so trat ein anderes der drei Felder in die Lage, daß es von einer der beiden Polarisations-Ebenen halbirt wurde; es wurde nunmehr dieses Feld das dunklere, die beiden anderen waren heller und gleich. Nach einer Drehung um 90° war jede Stelle ebenso gefärbt, als zuvor. Wurde der Krystall aus der Stellung, welcher die beschriebene Wirkung eintrat, um 15°

gedreht, so erschien der ganze Krystall ziemlich gleichmäßig blau gefärbt. Drehte ich nun den Zerleger nach der einen Seite, so wurde das hellblaue Feld dunkelblau, dann violett, roth, gelb und sehr bald ganz farblos hell; durch eine Drehung des Zerlegers nach der entgegengesetzten Seite ging das Hellblau in Farblos über. Je dunkler die erreichte Farbe war, desto deutlicher trat die oben beschriebene Figur hervor. Wurde bei irgend einer Farbe der Zerleger stehen gelassen und der Krystall gedreht, so änderte sich nur die Figur, nicht aber die Farbe. Um die angegebene Reihenfolge der Farben zu erhalten, ist bei einigen Krystallen erforderlich, den Zerleger links zu drehen, bei anderen, ihn rechts zu drehen. Sieht man also von der beschriebenen Figur ab, so sind alle Erscheinungen, wie bei sehr dünnen Platten links oder rechts circularpolarisirenden Quarzes.

Die beschriebene Erscheinung kann man auf folgende Weise im Wesentlichen nachahmen. Ich schnitt aus einem Glimmerblatt drei Stücke, welche Winkel von 120° besaßen, und zwar in der Weise, daß diese Winkel von der Hauptebene des Glimmers (der Ebene der optischen Axen) halbirt waren. Diese drei Glimmerblätter legte ich mit den erwähnten Winkeln auf einer Glasplatte an einander, stellte darauf eine zwei Zoll hohe Säule von Terpentinöl und brachte diesen Apparat in das Polarisations-Instrument. Man wird leicht finden, daß dieser Apparat bei seiner Drehung nach optischen Gesetzen im Wesentlichen so wirken muß, wie ich von dem bromsauren Natron beschrieben habe.

Mittelst einer etwa 15maligen Vergrößerung konnte ich im nicht polarisirten Lichte bei einigen solchen Krystallen auf der Oberfläche sehr zarte Linien bemerken in der Weise, wie man beim Kalkspath und Aragonit bemerkt, wenn diese Mineralien von eingelagerten Schichten durchschnitten sind. Auch hier wirkten die Stücke eines Plättchens, wie vorher am ganzen Krystall. Eine Platte von 0,87 par. Linien Dicke erforderte eine Drehung von $5\frac{1}{2}^\circ$,

um die *teinte de passage* zu erhalten, so daß die Drehung für die Dicke einer Linie $6\frac{1}{3}^{\circ}$ beträgt. Ich will noch bemerken, daß, wenn man die Beobachtung mit einer bedeutenden Vergrößerung vornimmt, die beschriebene Figur nicht wahrgenommen wird und die Erscheinung ganz rein den dünneren Schichten einer anderen circular polarisirenden Substanz gleicht.

Das *essigsäure Uranoxyd-Natron*. Dieses Doppelsalz, zuerst vom Hrn. Prof. Duflos dargestellt, krystallisirt in Tetraëdern, deren Ecken durch Granatoëderflächen zugespitzt sind. Die Krystalle sind schön durchsichtig, grünlichgelb, werden aber durch längeres Liegen an der Luft nach und nach auf der Oberfläche zersetzt und dadurch undurchsichtig gelb. Läßt man das polarisirte Licht durch zwei parallele Flächen des Krystalls — etwa zwei Granatoëderflächen oder zwei künstliche Flächen — hindurchgehen und stellt die Polarisations-Ebene des Zerlegers senkrecht auf die erste Polarisations-Ebene, so erscheint der Krystall bläulichgrün; dreht man den Krystall, so ändert sich die Erscheinung gar nicht; dreht man dagegen den Zerleger, so ändert sich die genannte Farbe schnell in Blau, Dunkelroth, Gelb; bei entgegengesetzter Drehung des Zerlegers geht das Grün alsbald in die gelbe Farbe über, welche der Krystall direct zeigt. Unter etlichen 20 Krystallen, welche ich untersuchen konnte, befanden sich einige, welche eine rechte Drehung des Zerlegers erforderten, andere, welche eine linke erforderten, wenn das Grün durch Blau in Dunkelroth übergehen sollte. Von einer *polarisation lamellaire* habe ich bei jenen Krystallen keine Andeutungen gefunden. Ein Krystall von $1\frac{1}{2}$ par. Linien Dicke zeigte das Gesichtsfeld am dunkelsten, wenn der Zerleger ungefähr 6 Grad gedreht war. Wie sich erwarten läßt, findet diese Erscheinung in allen Richtungen des Krystalls in gleichem Grade statt. Eine 9 Zoll lange Röhre, mit concentrirter Lösung dieses Salzes gefüllt, brachte keine merkbare Wirkung auf das polarisirte Licht hervor.

Zum Vergleiche erlaube ich mir, zusammenzustellen, wie groß bei den von mir beobachteten Substanzen, so wie beim Quarz, Terpenthinöl und Syrup die Drehung der Polarisations-Ebene des gelben, der *teinte sensible* complementären Lichtes ist, wenn die Dicke der Schicht eine par. Linie beträgt. Ich bemerke, daß die Angaben für bromsaures Natron und essigsäures Uranoxyd-Natron leicht einen Fehler von $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{2}$ Grad haben können.

Quarz	54	Grad	rechts	oder	links,
chlorsaures Natron	8 $\frac{1}{4}$	"	"	"	"
bromsaures Natron	6 $\frac{1}{3}$	"	"	"	"
essigsäures Uranoxyd-Natron	4	"	"	"	"
Zuckerlösung	1,65	"	rechts,		
Terpenthinöl	0,79	"	links.		

Das *bromsaure Kali* wird als isomorph dem bromsauren Natron bezeichnet; es ist mir aber nicht gelungen, Krystalle des Kalisalzes zu erlangen, welche deutlich ausgebildet oder als tesserale zu erkennen gewesen wären; die von mir untersuchten Krystalle verhielten sich wie gewöhnliche doppeltbrechende Stoffe.

Das *jodsaure Ammoniak* krystallisirt deutlich in Würfeln mit abgestumpften Ecken. Hr. Prof. Frankenheim hatte die Güte mich darauf aufmerksam zu machen, daß die mikroskopischen Krystalle auf das polarisirte Licht wirken. Ich fand diess bestätigt; die durchsichtigeren Theile stellen das im Apparate verschwundene Licht wieder her, wenn vier Würfelflächen parallel den Polarisations-Ebenen liegen, und verdunkeln bei 45° Drehung.

Das *Bromkalium* zeigt in manchen Krystallisationen sehr starke Wirkung auf das polarisirte Licht. Das Licht zeigt sich in den Ebenen polarisirt, welche diagonal zu den würfelförmigen Krystallen gedacht werden können; an einzelnen Stellen des Krystalls zeigt sich das Licht depolarisirt, d. h. es verschwindet bei keiner Stellung des Krystalls.

Es wird mein Bestreben seyn, den hier behandelten Gegenstand weiter zu verfolgen, sobald ich die Gelegen-

heit gewinnen werde, das zu den Beobachtungen erforderliche Material zu erlangen. Namentlich werde ich meine Aufmerksamkeit auf die hemiëdrischen Krystalle richten.

Der Umstand, dafs es mir nicht gelungen ist, die circulare Polarisation in den Auflösungen der erwähnten Salze zu beobachten, dürfte sich durch die sehr wahrscheinliche Annahme erklären, dafs die Krystalle nicht schlechthin im Wasser, als einer indifferenten Substanz aufgelöst sind, sondern mit einem Theile desselben erst eine neue chemische Verbindung eingehen und dann sich auflösen. Hierfür spricht auch der Umstand, dafs das chlorsaure Natron beim Umkrystallisiren, wie ich anführte, seine Drehung in einzelnen Krystallen ändert. (Ich füge noch hinzu, dafs es mir bis jetzt nicht gelungen ist, circulare Polarisation durch chlorsaures Natron im heifsen Flusse zu beobachten, die eintretende Sauerstoffentwicklung machte die Substanz zu undurchsichtig; eben so wenig gelang es in der wieder erstarrten Masse.)

Nach einigen Versuchen schien es mir, dafs auch das salpetersaure Strontian circular polarisire. Wenn es mir nicht gelungen ist, diefs mit Bestimmtheit zu beobachten, so könnte das wohl daher kommen, dafs die Krystalle nur zu klein und das Drehungsvermögen der Substanz selbst vielleicht gering ist. Auch kann die circulare Polarisation, wie ich gezeigt habe, verhüllt seyn durch die *polarisation lamellaire* und darum habe ich geglaubt, diese letztere Klasse von Erscheinungen speciell beschreiben zu müssen. An sich scheint die *polarisation lamellaire* von untergeordneter Bedeutung zu seyn; sie tritt als Wirkung einer Störung auf, welche eine Substanz in Betreff ihres eigentlichen Gesetzes der Aggregation erleidet. Ich möchte es kaum bezweifeln, dafs den Krystallen, welche diese Wirkung zeigen, entweder eine blättrige Structur zukommt oder doppeltbrechende Schichten eingelagert sind, wenn es auch schwierig seyn dürfte, mit Bestimmtheit die Lage und Structur dieser Schicht in jedem einzelnen Falle nachzuweisen. Nur bei dem chlorsauren Natron vermag ich die beschriebene Erscheinung, —

dafs die sich bildenden Flecke farblos sind, — mir nicht durch die Annahme einer eingeschalteten doppeltbrechenden Substanz hinreichend zu erklären.

Die Wirkung eingelegter Schichten ist bei den nicht tesseralen Krystallen zum Theil leichter zu erklären, als bei den tesseralen. Beim Kalkspath z. B. sind diese Schichten nach den Gesetzen der Zwillingsbildung in die umgebende Masse eingelagert; da in Folge davon der ausserordentliche Brechungsexponent der Masse und der eingelegten Schichten in derselben Richtung verschiedene Werthe haben mufs, so sind diese Schichten nicht blofs leicht durch Reflexion zu erkennen, sondern auch ihre sonstigen Einflüsse auf das Licht zu verstehen. Wenn dagegen bei einer einfachbrechenden Substanz eine derartige Schicht eingelagert ist, so genügt nicht die Annahme, dafs dieselbe zwillingsartig, in Rücksicht ihrer Durchgänge gegen die umgebende Masse geneigt gestellt sey, indem der Brechungsexponent der Masse gleich dem der Schicht seyn würde. Vielmehr mufs man die Annahme machen, dafs die Schicht eine doppeltbrechende sey. Es tritt vielleicht bei der Bildung gröfserer Krystalle durch den fortschreitenden Act der Krystallisation eine Spannung der Theile ein, welche in bestimmten Schichten ihre gröfsten Werthe annimmt und dort eine merkliche Doppelbrechung und damit eine Wirkung auf polarisirtes Licht bedingt.

Die Annahme eingelegter Schichten erklärt nicht blofs, warum ein Stück eines solchen Krystalls, wie an dem ganzen Krystalle wirkt, sondern auch, warum von einem Punkte zum nächsten die Erscheinung variirt. Denken wir uns eine Krystallplatte von zwei gegeneinander und gegen die Oberfläche der Platte selbst geneigten doppeltbrechenden Schichten durchsetzt (wie es namentlich bei dem salpetersauren Strontian der Fall zu seyn scheint), so werden die verschiedenen Theile der Platte durchlaufenden Strahlen eine verschiedene Aenderung erleiden müssen, weil die Wegelängen verschieden sind, welche die Strahlen nach der ersten Doppelbrechung vor dem Ein-

dringen in die zweite doppeltbrechende Schicht durchlaufen, also diese von den Strahlen in verschiedenen Phasen der Aetherschwingungen erreicht wird. Ist die umgebende Masse selbst doppeltbrechend, so muß schon eine einzelne Schicht diese Wirkung haben. In der That erscheint bei einem Kalkspath eine eingelagerte Schicht nicht gleichmäßig gefärbt, obwohl dieselbe gewiß überall dieselbe Dicke besitzt.

V. Ueber die unächte innere Dispersion der dichroitischen Hämatin-Lösungen; von E. Brücke.

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus den Sitzungsberichten der Wiener Acad. Bd. XIII.)

In der Sitzung vom 9. December 1853 habe ich mitgetheilt, daß der Blutfarbestoff in zwei Modificationen existirt, in einer, welche in Schichten von verschiedener Dicke ein mehr oder weniger gesättigtes Roth zeigt, und in einer anderen, welche nur in dicken Schichten mit rother Farbe durchscheinend ist, in dünnen aber mit grüner; ferner daß das Hämatin, wenn das arterielle Blut venös wird, aus dem ersteren in den letzteren Zustand übergeht, beim Zutritte von Sauerstoffgas aber wieder in den ersteren zurückkehrt. Ich habe den ersteren Zustand den »nicht-dichroitischen« genannt, den letzteren den »dichroitischen«. Es ist mir brieflich von einem hochgeschätzten Freunde bemerkt worden, daß diese Bezeichnung deshalb nicht wünschenswerth sey, weil man bekanntlich auch solche Körper dichromatische nennt, welche in verschiedenen Richtungen verschiedene Farben durchlassen. Es blieb mir aber keine Wahl, da in J. F. W. Herschel's allgemein geschätzten und auch in der Schmidt'schen Uebersetzung ¹⁾ in Deutsch-

1) Stuttgart und Tübingen, 1831. 8°.

land sehr verbreiteten Abhandlung über das Licht die Lösungen von Chlorchrom, mangansaurem Kali, Saftgrün und anderen Körpern, die ähnliche optische Eigenschaften haben, wie das Blutroth, als dichromatisch bezeichnet werden. In meinem Falle, wo es sich um eine Flüssigkeit handelte, war auch keine Verwechselung möglich; will man aber beide Arten von Erscheinungen von einander unterscheiden ohne den Namen Dichroismus für die eine von ihnen aufzugeben, so braucht man nur die Benennungen Pachodichroismus und Pleurodichroismus einzuführen.

Ich habe nun in neuerer Zeit bemerkt, daß alle dichromatischen Hämatin-Lösungen, mögen dieselben aus reinem oder unreinem Hämatin, mögen sie mit Kali, Natron, kaustischem oder kohlensaurem Ammoniak bereitet seyn, in ihrem Innern Licht zerstreuen. Man bemerkt diess schon im gewöhnlichen Tageslichte an einem mattgrünen Schimmer, in welchem die Flüssigkeit bei auffallendem Lichte erscheint, noch besser aber, wenn man Sonnenlicht mittelst einer Linse concentrirt, oder das Glas mit der Lösung im dunkeln Zimmer den durch ein Loch im Fensterladen einfallenden Sonnenstrahlen aussetzt; dann sieht man die helle Bahn derselben schön und scharf gezeichnet wie in einer Chininlösung. Das dispergirte Licht erscheint an der Eintrittsstelle der Strahlen bläulich, dann wird es grünlich und geht endlich durch eine gelbbraunliche Farbe in lichtschwaches, bald verschwindendes Roth über. Man thut am besten ziemlich verdünnte Lösungen anzuwenden, indem dann der Lichtstreif länger wird und die Farben weiter aus einander rücken. Man glaubt dann auf den ersten Anblick eine jener Erscheinungen vor sich zu sehen, welche in neuerer Zeit durch die Untersuchungen von Stokes eine so große Berühmtheit erlangt haben; ein vor das Auge gehaltenes Nicol'sches Prisma überzeugt aber bald, daß die innere Dispersion eine unächte ist, denn beim Drehen desselben verschwindet das zerstreute Licht je nach dem Reflexionswinkel mehr oder weniger vollständig. Das Licht wird also von Körpern reflectirt, welche anders

brechen als die umgebende Flüssigkeit. Diese erscheint nur deshalb nicht getrübt, weil jene Körper zu klein sind um das durchfallende Licht derart von seiner Bahn abzulenken, daß dadurch das dioptrisch gesehene Bild des Gegenstands merklich an seiner Deutlichkeit verliert. Es ist dies ein Umstand, dessen ich bereits in meiner Abhandlung »über die Farben, welche trübe Medien im auffallenden und durchfallenden Lichte zeigen« ¹⁾, erwähnt habe.

Diese unlächte innere Dispersion zeigt sich um so schwächer, je schwächer der Dichroismus ist, man kann sie in den nicht-dichromatischen Lösungen, deren Bereitung ich in meiner ersten Mittheilung ²⁾ angegeben habe, hervorbringen, wenn man diese in dichromatische verwandelt; es ist also gewiß, daß beim Uebergange einer Hämatin-Lösung aus dem nicht-dichroitischen in den dichroitischen Zustand ein Körper, der eben jenes Licht reflectirt, in sehr kleinen Partikeln ausgeschieden wird.

VI. Ueber die Vorstellungen vom Verhalten des Aethers in bewegten Mitteln; von Beer in Bonn.

In der ersten Decemberlieferung des Cosmos v. J. hat Hr. Abbe Moigno die Arbeit über Aberration des Lichtes, welche ich in diesen Annalen veröffentlicht habe, einer Besprechung gewürdigt, die mir zu den gegenwärtigen Mittheilungen Anlaß giebt.

Nach einem Auszuge aus meiner Arbeit finden sich a. a. O. folgende wegen des darin enthaltenen Sachlichen allgemein interessante Bemerkungen:

- 1) Sitzungsberichte, Bd. IX, Seite 530, daraus in Poggendorff's Ann. der Physik und Chemie, Bd. 88, Seite 363.
- 2) Sitzungsberichte, Bd. XI, Seite 1070.

Jusqu'ici nous avons laissé parler M. Beer. L'ensemble de sa note et le nom de coefficient de correction qu'il donne au coefficient c , prouvent d'une manière positive qu'il admet un véritable entraînement de l'éther contenu dans les corps en mouvement: c'est aussi l'opinion formellement exprimée par M. Fizeau; mais M. Babinet, le glorieux dépositaire de la science et des traditions de Fresnel et d'Arago, auxquelles il a tant ajouté, se refuse absolument à admettre l'entraînement de l'éther, et nous presse de protester contre cette dénomination dangereuse de coefficient de correction. Voici, en réalité, comment, suivant lui, les choses se passent.

Un milieu réfringent, dont l'indice de réfraction, pour une couleur simple, est représenté par n , équivaut à un éther qui aurait pour densité n^2 : en effet d'après les expériences positives de M. Arago, un trajet dans un milieu 1 équivaut à un trajet n de vide; donc la vitesse dans le milieu 1 est $\frac{1}{n}$, et par conséquent sa densité d est n^2 ; car, en supposant l'élasticité de l'éther constante et égale à 1, la vitesse étant toujours égale à la racine carrée du rapport de l'élasticité à la densité, on aura $v^2 = \frac{1}{d}$; et puisque $v = \frac{1}{n}$, $d = n^2$.

Cela posé: dans ce milieu n^2 , il y a d'abord, 1) 1 pour l'éther, qui pénètre le milieu en tout sens, qui y est à son aise, qui peut entrer et sortir sans obstacle, et 2) $n^2 - 1$ pour la portion adhérente à la masse du milieu. Si ce milieu est en mouvement ou animé d'une vitesse v , ce mouvement ne sera pas partagé par la portion 1, c'est la portion $n^2 - 1$ qui sera seule animée de la vitesse v : mais une portion animée de la vitesse 0 et une portion $n^2 - 1$, animée de la vitesse v , équivalent à l'ensemble du milieu animé de la vitesse v diminuée dans le rapport de ce qui est mobile à la masse totale mue, ou dans le rapport de $n^2 - 1$ à n^2 ; la vitesse définitive du milieu qui propage les ondes lumineuses, sera donc

$$v \frac{n^2-1}{n^2} = v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right),$$

et l'on retrouve ainsi la valeur c du prétendu coefficient de correction de M. Beer, tout en supposant que l'éther contenu dans le milieu ne prend aucune part à son mouvement.

Gegen das Obige erinnere ich nun vor Allem, daß ich mit meiner fraglichen Arbeit nichts mehr und nichts weniger bezweckt habe, als darzuthun: Gewisse Aberrations-Phänomene (man gestatte mir diese Collectivbenennung) ins Besondere der negative Versuch von Arago und der positive Versuch von Fizeau erklären sich vom Standpunkte der Vibrationstheorie in ihrer gegenwärtigen Entwicklungsstufe durch die Annahme, daß ein Aethertheilchen, so lange und nur so lange es sich in einem bewegten Körper befindet, die Geschwindigkeit $c \cdot v = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v$ besitze, wenn n den absoluten Brechungsquotienten und v die Geschwindigkeit des Körpers bedeutet.

Mag man sich von dem wirklich stattfindenden Verhalten des Aethers bei jenen Versuchen eine Vorstellung machen, welche man auch immer will, so viel folgt mit Nothwendigkeit, daß ein Theil des Aethers durch den bewegten Körper selbst Bewegung erlangt, von dem Körper mitgerissen wird. Es wird dieß sowohl durch die soeben wieder vorgeführte Anschauungsweise bedingt, als es auch in derjenigen liegt, welche Hr. Babinet vertheidigt. Gerade mit Rücksicht auf die letztere, welche ich mit der ersteren aus der Mittheilung Fizeau's kennen gelernt habe, schreibe ich in meinem früheren Aufsatz:

»Denkt man sich einen Cylinder, der, mit irgend einer Substanz vom Brechungsindex n angefüllt, sich längs seiner Axe im leeren Raume mit der Geschwindigkeit v bewegt, so fließt nach dem Obigen der Aether während dieser Bewegung durch den Cylinder hindurch; die Geschwindigkeit des Durchflusses beträgt $\frac{v}{n^2}$. Die Sache verhält sich also so, als ob von dem in der Substanz des Cylinders

enthaltenen Aether der Theil $\frac{n^2-1}{n^2}$ mit der vollen Geschwindigkeit des Cylinders mitgerissen würde, der übrige Theil $\frac{1}{n^2}$ aber absolut ruhig verbliebe.«

Wenn es am Schlusse des obigen Citates heisst: *»tout en supposant que l'éther contenu dans le milieu ne prend aucune part à son mouvement«*, so lässt das Vorausgehende keinen Zweifel darüber zu, dass hier unter dem im Mittel enthaltenen Aether nur der freie Aether gemeint sey, nicht aber der an den Körpermoleculen haftende, welcher letztere allerdings an der Bewegung des Mittels theilnehmen soll. Nach beiden Ansichten also wird Aether bewegt; nach der einen Ansicht giebt die Zahl c das Verhältniss der Geschwindigkeit des bewegten Aethers zu der des Mittels an, nach der anderen giebt dieselbe Zahl das Verhältniss der Masse des bewegten Aethers zu der in dem Mittel enthaltenen Gesamtmasse an. Aus diesem Grunde will es mir bedünken, dass die Benennung *»Correptions - Coefficient«* für die Zahl c , weit davon entfernt, bedenklich oder gar gefährlich zu seyn, vollständig gerechtfertigt, ja sogar ganz passend ist.

Ich erlaube mir jetzt das Verhältniss zu besprechen, in welchem beide Ansichten über die durch Bewegung bewirkte Modification des Aethers, meiner Meinung nach, zur Wirklichkeit stehen.

Auf den gegenwärtigen Standpunkt der Vibrations-theorie gestellt, wird man sich ohne Gefahr zu laufen vorstellen, dass die Fortpflanzung des Lichtes in der stetigen, gleichförmigen Fortpflanzung von Schwingungen in einem homogenen Aether bestehe; dieser Vorstellungsweise ist es gestattet den Ausdruck anzupassen, wie es denn auch wirklich geschieht. Es hindert dieß aber durchaus nicht, dass man sich dessen bewusst bleibt, wie in der That der Aether höchst wahrscheinlich nicht absolut homogen ist, wie vielmehr die Entfernung nächst aneinander liegender Theilchen, wenn man nach irgend einer Richtung fortschreitet,

periodisch zu- und abnimmt, wie folglich das, was wir Geschwindigkeit des Lichtes schlechtweg nennen, nichts Anderes ist als der Mittelwerth der Geschwindigkeit für ein Multiplum der erwähnten Periode. Bekanntlich hat bereits Cauchy diese Anschauungsweise einer neuen Theorie des Lichtes untergelegt und ins Besondere — was von der größten Wichtigkeit war — nachgewiesen, daß sich auch bei diesen wahrscheinlicheren Prämissen in einfach brechenden Mitteln und bei der Reflexion an solchen die Sachen in erster, dormalen noch vollständig hinreichender Annäherung gerade so verhalten, als hätte man es mit einem ganz homogenen Aether zu thun.

Ueber die Constitution des ruhenden Aethers macht Babinet, wie aus den mitgetheilten Notizen folgt, zunächst nur die Annahme, daß ein Theil an den Körpermoleculen hafte, der Rest von solchen gar nicht afficirt werde. Diese Ansicht weicht von den — für mich wenigstens — wahrscheinlichsten Verhältnissen ebenfalls ab; denn meiner Meinung nach werden *alle* Aethertheilchen von den Körpermoleculen sollicitirt, freilich die einen mehr, die anderen weniger, aber nicht so, daß die einen vollständig adhären, die anderen vollständig frei sind. Für die Anschauung Babinet's scheint beim ersten Blicke der Umstand zu sprechen, daß er durchaus nichts Bestimmtes über die Vertheilung der Dichtigkeit setzt, dafür aber adoptirt er die Hypothese, daß die Elasticität des Aethers constant sey. Ich kann nicht umhin, die Babinet'sche Vorstellung gerade so wie die von einem homogenen Aether für eine Hülfsvorstellung anzusehen.

Aehnlich wie in dem Falle, wo es sich um die Constitution des ruhenden Aethers handelt, verhalten sich die Sachen, wenn es darauf ankommt, über den Hergang bei den Aberrations-Phänomenen Aufklärung zu erlangen. Wenn ich die wirkliche Constitution des Aethers durch die fictive Constitution eines homogenen Aethers ersetze, so werde ich auch, um consequent zu bleiben, mir denken, daß bei der Bewegung eines Mittels die Aethertheilchen, so lange

sie

sie
beh
lang
inne
citä
wie
sich
abe
des
get
Kör
wer
Ges
in
daf
letz
gel
ven
ein
kei
sta
auf
Au
zu
die
od
der
nic
He
be
gle
Be
Ae
di
un
m
so

sie sich in letzterem befinden, mit der Geschwindigkeit c behaftet sind, daß sie letztere beim Eintritte plötzlich erlangen, beim Austritte plötzlich verlieren, daß sie endlich innerhalb und auferhalb des Körpers in Folge der Elasticität des Aethers stets dieselben Entfernungen bewahren wie im Falle der Ruhe. Die Zahl c bestimme ich so, daß sich eben die Aberrationsphänomene erklären. Setze ich aber gegenseitlich an die Stelle der wirklichen Constitution des Aethers die fictive Vorstellung, daß er aus zwei scharf getrennten Theilen p und q bestehe, von denen jener den Körpermoleculen anhaftet, während dieser ganz frei ist, so werde ich ferner auch annehmen, daß der Theil p die volle Geschwindigkeit des Körpers erlangt, der Theil q hingegen in Ruhe verharret. Das Verhältniß $p : q$ bestimme ich so, daß sich eben die Aberrationsphänomene erklären. Bei letzterer Vorstellungsweise muß man um zum Endziele zu gelangen das Mittel aus den sprungweise einander folgenden verschiedenen Geschwindigkeiten der Strahlen nehmen, die einfache Vorstellung einer mit gleichförmiger Geschwindigkeit sich fortpflanzenden und ebenen Welle hört ganz auf statthaft zu seyn: man kann den Strahl nicht vollständig auf seinem Wege verfolgen, man verliert ihn aus den Augen. Gegen alles dies wäre nun zwar gewiß Nichts zu erinnern, wenn diese Vorstellungsweise sich mehr als die andere dem wahrscheinlichsten Hergange anschlüsse, oder wenn sie wenigstens mehr als diese das Verständniß, den Ueberblick erleichterte. Aber, wie ich glaube, ist das nicht der Fall. Meine Vorstellung von dem wirklichen Hergange bei den Aberrations-Phänomenen weicht von beiden bisher zur Sprache gekommenen Anschauungen in gleicher Weise ab. Ich denke mir, daß sich während der Bewegung eines Körpers in der von ihm eingeschlossenen Aethermasse sämtliche zwischen o und v gelegene Geschwindigkeiten vorfinden, daß dem zufolge in dieser Aethermasse und in dem dem Körper nächst angränzenden Aether Strömungen vor sich gehen, ähnlich wie man nicht umhin kann solche Strömungen in der Flüssigkeitsmasse anzunehmen,

welche sich in und an einem durch Wasser geschwenkten Schwamme befindet. Ich denke mir dann ferner, daß der effective Erfolg bei jenem sehr verwickelten Hergange nahezu derselbe ist, wie wenn man der in jedem Momente vom bewegten Körper eingeschlossenen Aethermasse eine gewisse mittlere Geschwindigkeit $c \cdot v$ beilegte, oder auch wie wenn man die Aethermasse in zwei gewisse Theile p und q theilte, jenem die eine Gränzgeschwindigkeit o , diesem die andere Gränzgeschwindigkeit v beilegte. Die beiden letzteren Annahmen sind, wie mir scheint, als zwei ganz gleich berechnete und auch nützliche Substitutvorstellungen zu betrachten, von denen jedoch die erste in gleichem Zuge mit den bisherigen, ebenfalls provisorischen und auch sehr nützlichen, Darstellungen der Vibrationstheorie bleibt.

VII. Zur Krystallform des Mejonits; von C. Rammelsberg.

Ein gut ausgebildeter Mejonitkrystall vom Vesuv gab mir Veranlassung zu einigen Messungen, welche die früheren von Mohs und Scacchi ¹⁾ vervollständigen dürften.

Der Krystall ist vollkommen ausgebildet, und die Fig. 16 und 17 Taf. VI sind Projectionen seiner beiden Enden. Er stellt mithin eine Combination folgender Flächen vor:

$o = a : a : c$, das Hauptoctaëder.

$p = a : a : \infty c$, das erste Prisma.

$a = a : \infty a : \infty c$, das zweite Prisma.

$z = a : \frac{1}{2} a : c$, ein Vierkantner.

Als Ausgangspunkt für die Berechnung diene die Neigung $o : o$ über $c = 116^\circ 12'$, welche sich möglichst scharf messen liefs, und es ist in der nachfolgenden Uebersicht der Endkantenwinkel $= 2A$, der Seitenkantenwinkel $= 2C$,

1) Diese Ann., Ergänzungsbd. III. S. 478.

und die Neigung der Endkanten zur Axe $c = a$ gesetzt, wobei die Angaben von Mohs und Scacchi zur Vergleichung beigelegt sind.

	Berechnet.	R.	Beobachtet.	
			Mohs.	Scacchi.
$\left\{ \begin{array}{l} 2A = 136^\circ \ 8' \\ 2C = 63 \ 48 \\ \alpha = 66 \ 15 \end{array} \right.$		$136^\circ \ 12'$	$136^\circ \ 7'$	$136^\circ \ 8'$
$o \left\{ \begin{array}{l} 2C = 63 \ 48 \\ \alpha = 66 \ 15 \end{array} \right.$			$63 \ 48$	
$o : o \text{ über } c =$		$* 116 \ 12$		$116 \ 20$
$o : p =$	$121 \ 54$	$121 \ 52$		
$o : a =$	$111 \ 56$	$112 \ 0$		

Ist an einem Vierkantner $a : \frac{1}{n} a : c$ die Neigung der Flächen in den Endkanten $a : c = 2A$, in den Endkanten $s : c = 2B$, und in den Seitenkanten $= 2C$, so ist für z

$$2A = 150^\circ \ 14'$$

$$2B = 168 \ 10$$

$$2C = 108 \ 36$$

und ferner:

$$z : o = 151^\circ \ 29' \quad 151^\circ \ 21'$$

$$z : a = 140 \ 27 \quad 140 \ 28$$

Nach den angegebenen Daten ist das Axenverhältniß:

$$a : c = 1 : 0,44001 = 2,2727 : 1.$$

Von anderweitigen Flächen sind beim Mejonit betrachtet:

$c = c : \infty a : \infty a$; die Endfläche.

$d = a : \infty a : c$; das erstere stumpfere Octaëder.

$o^3 = a : a : 3c$; das dreifach schärfere Octaëder.

$\frac{p}{3} = a : \frac{1}{3} a : \infty c$; ein vierkantiges Prisma.

Die Rechnung giebt für die wichtigsten Kantenwinkel:

$$d \left\{ \begin{array}{l} 2A = 146^\circ \ 54' \\ 2C = 47 \ 30 \\ \alpha = 72 \ 43 \end{array} \right.$$

$$o^3 \left\{ \begin{array}{l} 2A = 102 \ 54 \\ 2C = 123 \ 36 \\ \alpha = 37 \ 9 \end{array} \right.$$

$d : c$	$= 156^{\circ} 15'$
$d : a$	$= 113 \quad 45$
$d : p$	$= 106 \quad 33$
$d : o$	$= 158 \quad 4$
$o^3 : c$	$= 118 \quad 12$
$o^3 : p$	$= 151 \quad 48$
$o^3 : o$	$= 150 \quad 6$
$o^3 : a$	$= 128 \quad 33$
$\frac{p}{3} : \frac{p}{3}$ an a	$= 143 \quad 8$
" s	$= 126 \quad 52$
$\frac{p}{3} : p$	$= 153 \quad 26$
$\frac{p}{3} : a$	$= 161 \quad 34$
$\frac{p}{3} : z$	$= 144 \quad 18$

VIII. Gasverdichtungs-Versuche; con Dr. J. Natterer.

(Ans d. Sitzungsbericht, d. Wien. Akad. 1854. Bd. XII, S. 199.)

Die Resultate der über die Verdichtung der Gase unter sehr hohem Drucke angestellten Versuche, welche ich schon in meinen früheren Berichten ¹⁾ bekannt machte, haben es beinahe zur Gewissheit gemacht, dafs man durch die blofse Anwendung des mechanischen Druckes kaum das gewünschte Ziel, nämlich die permanent ausdehnbaren Gase in den flüssigen und festen Zustand überzuführen, je erreichen wird. Die Hindernisse, welche der ferneren Fortsetzung der Versuche in dieser Richtung hemmend entgegentraten, habe ich in denselben Berichten bereits erwähnt.

1) Sitzungsberichte der kais. Akademie der Wissenschaften, mathem.-naturw. Classe Bd. V, S. 351, 1850 und Bd. VI, S. 557, 1851. (Auch diese Annal. Bd. 62, S. 132.)

Da ich aber nun in dem Besitze des mit so viel Mühe und Geldopfern verfertigten Apparates war, so wollte ich, führte er auch nicht zur Erzielung der erwünschten Resultate, doch mit ihm noch fernere Versuche anstellen, welche, wenn sie auch wegen der großen angewandten Kräfte auf scharfe wissenschaftliche Genauigkeit keinen Anspruch haben machen können, immerhin Wissenswerthes genug zu liefern vermögen. Auch dürfte kaum ein zweiter ähnlicher Apparat vorhanden seyn, und es sind nicht nur persönlicher Muth, sondern hauptsächlich praktische mechanische Kenntnisse erforderlich, um derlei Untersuchungen durchzuführen. In meinem zweiten Berichte habe ich schon auf ein Verfahren hingewiesen, die Atmosphären-Zahl bei so bedeutendem Drucke annäherungsweise bestimmen zu können, jedoch konnte man dadurch nur eine bestimmte Anzahl Atmosphären und diese nur sehr ungenau ermitteln.

Meine früheren Versuche lehrten schon, daß die Gase bei sehr hohem Drucke dem Mariotte'schen Gesetze nicht mehr folgen, sondern sich in einem weit geringeren Verhältnisse zum ausgeübten Drucke verdichten lassen und daß bei gleichem Drucke die Dichte der einzelnen Gase verschieden sey. Es war daher erforderlich, den Apparat so einzurichten, daß man das Verhältniß des angewandten Druckes zur Dichte der Gase bei sehr verschiedener Pression ermitteln konnte.

Zu diesem Ende stellte ich den Apparat so her, daß man während des Comprimirens immer den Druck im Recipienten erkennen und durch Rechnung die Atmosphären-Anzahl bestimmen konnte. Ich brachte daher an jenem stählernen Stücke, womit der Recipient am oberen Ende verschraubt ist und zwar in jeder Bohrung, worin sich die Ausströmungs-Oeffnung befindet, eine stählerne Schraube an, welche durch zwei konische Flächen in luftdichte Verbindung mit dem Recipienten gesetzt werden konnte und worin sich eine sehr genaue cylindrische Bohrung, von $1\frac{1}{2}$ Zoll Länge und 1,445 Wiener Linien im Durchmesser,

befand. In dieser Bohrung kann sich ein gehärteter Stahlstift von einem Zoll Länge, welcher mit der größten Genauigkeit eingeschliffen ist, auf- und nieder bewegen. Das eine Ende dieses Stiftes geht in eine stumpfe Spitze aus, während in dem unteren Ende mittelst einer kleinen Schraube eine Lederkappe befestigt werden kann. Das spitze Ende dieses Stiftes steht eine Linie aus der cylindrischen Bohrung hervor und drückt hier auf einen Hebel-Apparat.

Es kann nämlich an der stählernen Schraube ein $12\frac{1}{2}$ Zoll langes Eisen befestigt werden, welches einem Hebel-Apparate zur Stütze dient. Es sind zwei einarmige Hebel so in Verbindung gebracht, daß einer auf den andern wirkt. Der kürzere Hebel, auf welchen der Stahlstift drückt, hat eine Länge von 11 Zollen. Vom Unterstützungspunkte zum Angriffspunkte ist eine Länge von einem Zoll. Der längere Arm dieses Hebels geht in eine nach auswärts gebogene stumpfe Spitze aus, welche in eine entsprechende kleine Vertiefung des zweiten Hebels paßt. Dieser zweite längere Hebel hat 16 Zoll Länge; der Angriffs- und ein Unterstützungspunkt sind ebenfalls 1 Zoll von einander entfernt. Am Ende dieses Hebelarmes ist eine Waagschale aufgehängt zur Aufnahme der Gewichte. Beide Hebel und der längere sammt der Waagschale sind durch angebrachte Gegengewichte so belastet, daß der Schwerpunkt durch den Unterstützungspunkt geht und daher das Gewicht der Hebel ganz aufser Acht gelassen werden kann. Wird nun im Recipienten ein Gas verdichtet, so drückt der kleine Stahlstift gegen den kürzeren Hebel und dessen spitzes Ende auf den längeren Hebel, wodurch die Waagschale gehoben wird. Da die Länge des kürzeren Hebels 11 Zoll, die des längeren 16 Zoll beträgt, die beiden Unterstützungspunkte von den Angriffspunkten nur 1 Zoll entfernt sind, so wird ein in die Waagschale gelegtes Gewicht einem auf die untere Fläche des Stahlstiftes ausgeübten Drucke, welcher dem 176fachen jenes aufgelegten Gewichtes entspricht, das Gleichgewicht halten.

Da der Durchmesser des Stahlstiftes 1,445 Wiener Li-

nien beträgt, so ist die Fläche, worauf das Gas drücken kann, 1,6412 Quadrat-Linien groß. Eine Atmosphäre übt daher auf die untere Fläche des Stahlstiftes einen Druck von 81,377 Grammen. Für jede Atmosphäre ist daher ein Gewicht von 0,462 Grammen in der Waagschale erforderlich. Man ist mit dieser Vorrichtung im Stande den Druck im Recipienten jeden Augenblick mit ziemlicher Genauigkeit anzugeben. Nur muß man auf die Reibung des Stahlstiftes immer Rücksicht nehmen, indem zu dessen Bewegung eine directe Belastung von beiläufig 800 Grammen, daher ein Druck von nahe 10 Atmosphären erforderlich ist.

Es war nun noch eine Vorrichtung anzubringen, um das im Recipienten enthaltene Gas-Volumen ermitteln zu können. Zu diesem Behufe brachte ich einen Schraubenhahn mit einer Ausströmungs-Oeffnung an, woran ein Kautschuck-Schlauch befestigt wurde, dessen Ende in eine pneumatische Wanne ging. Der Schraubenhahn war so eingerichtet, daß damit ein sehr langsames Entweichen des Gases möglich gemacht werden konnte.

Wird die Schraube des Hahnes etwas zurückgedreht, so kann das Gas durch den Kautschuck-Schlauch in die pneumatische Wanne gelangen, in welcher eine Glasglocke derart mittelst Räder und einem angebrachten Gegengewichte aufgehängt ist, daß sie sich in dem Maasse hebt, als Gas in selbe einströmt, so daß der Druck des zu messenden Gases immer gleich ist dem Drucke der Atmosphäre. Die Glasglocke ist in 80 gleiche Raumtheile getheilt, dessen jeder den Rauminhalt des Recipienten, nämlich 60 Kubik-Centimeter, enthält. — Sauerstoff konnte nur bis zu einem Druck von 1350 Atmosphären verdichtet werden, indem es sich schon bei meinen früheren Versuchen zeigte, daß das Oel, womit das Ventil-Leder befeuchtet ist, bei höherem Druck sich entzündete, wodurch ein Entzünden des Stahles und eine Zertrümmerung des Recipienten hätte herbeigeführt werden können. Der Verschluss des Stahlstiftes mittelst der Lederkappe in der cylindrischen Bohrung hat allen

Anforderungen entsprochen. Es wurde unmittelbar an die Lederkappe ein Gemenge von Oel und Talg gegeben, welche zähe Masse nicht so leicht durch die Poren des Leders gepreßt werden konnte. Der gefüllte Recipient liefs selbst, wenn er mehrere Tage hindurch stehen blieb, kein Gas entweichen.

Mit diesem Apparate wurde das Gas im Recipienten so weit verdichtet, bis ein Gewicht von 1290 Grammen in der Waagschale gerade noch gehoben wurde. Es war dann im Recipienten ein Druck von beiläufig 2790 Atmosphären enthalten. Nun wurde mit der Bestimmung des Verhältnisses des Druckes zum Volumen begonnen. Würde das Mariotte'sche Gesetz bei so hohem Drucke noch richtig seyn, so müßte, wenn man 10 Raumtheile Gas aus dem Recipienten entweichen läßt, auch der Druck in demselben um 10 Atmosphären geringer werden. Die Erfahrung hat aber gelehrt, daß dies in einem weit größeren und bei den einzelnen Gasen in einem sehr verschiedenen Verhältnisse geschieht. Denn, wie aus den angehängten Tabellen zu ersehen ist, sinkt der Druck bei 2790 Atmosphären, wenn 10 Volumina Gas entweichen sind, nicht um 10 Atmosphären, sondern bei Wasserstoffgas um 101, bei Stickgas um 136, bei atmosphärischer Luft um 131 und bei Kohlenoxydgas um 163 Atmosphären.

Aber auch das Volumen ist bei den verschiedenen Gasen nicht dasselbe, welches sich durch den gleichen Druck von 2790 Atmosphären in den Recipienten pressen läßt. Denn es waren unter diesem Drucke bei Wasserstoffgas 1008, bei Stickgas 705, bei atmosphärischer Luft 726 und bei Kohlenoxydgas 727 Volumina im Recipienten enthalten. Es ist daher Wasserstoffgas am meisten und Stickgas am wenigsten zusammendrückbar.

Nun wurden wieder 10 Raumtheile Gas aus dem Recipienten in die Glasglocke gelassen und das gehobene Gewicht in der Waagschale bestimmt und dieses Verfahren so lange wiederholt, bis der Recipient leer war.

Es wurden die Versuche mit jedem Gase mehrere Male

vorgenommen und zwar immer bei ziemlich gleichem Barometerstande und derselben Temperatur. Die Zahlen der folgenden Tabellen sind Mittel aus den einzelnen Versuchen. Die Ziffer in der ersten Spalte ist die Anzahl der Grammen, welche in der Waagschale noch gehoben wurden, die in der zweiten zeigt die im Recipienten enthaltenen Volumina an. Die Ziffer der dritten Spalte zeigt den Druck in Atmosphären ausgedrückt und die der vierten Spalte die Differenz je zweier übereinander stehender Zahlen der dritten Spalte; aus diesen letzteren Zahlen sieht man das Abnehmen des Druckes, wenn 10 Raumtheile Gas entwichen sind. Um z. B. in einen Raum 1008 Volumina Wasserstoffgas zu pressen, ist ein Druck von 2790 Atmosphären erforderlich, für 998 Volumina aber nur 2689, daher um 101 Atmosphären weniger, für 808 Volumina desselben Gases sind 1623 und für 798 sind 1584 daher um 39 Atmosphären weniger erforderlich.

Zur Bestimmung des Druckes in den Flaschen, welche ich zur Verdichtung der Kohlensäure und des Stickstoffoxyduls benutze, habe ich ein Manometer construirt, welches auf demselben Principe beruht, wie jene, welche nun bei den Locomotiven in Anwendung sind. Es ist nämlich eine spiralförmig gewundene, etwas abgeflachte, 3 Schuh lange Röhre aus Messingblech so mittelst einer verzahnten Stange und Zahnräder mit einem Zeiger in Verbindung gebracht, dafs, wenn dieses Manometer an die Flasche geschraubt wird, man den Druck bis 140 Atmosphären abzulesen im Stande ist.

1008	1008	2790	100	1008	2790	100	1008
998	998	2689	100	998	2689	100	998
808	808	1623	100	808	1623	100	808
798	798	1584	100	798	1584	100	798
608	608	1008	100	608	1008	100	608
598	598	969	100	598	969	100	598
408	408	623	100	408	623	100	408
398	398	584	100	398	584	100	398
208	208	323	100	208	323	100	208
198	198	284	100	198	284	100	198
108	108	123	100	108	123	100	108
98	98	84	100	98	84	100	98
8	8	4	100	8	4	100	8

Wasserstoffgas.

Grammen.	Volumina.	Atmosphären.	Differenz.	Grammen.	Volumina.	Atmosphären.	Differenz.
1290	1008	2790	—	316	498	685	21
1244	998	2689	101	307	488	665	20
1200	988	2594	95	298	478	646	19
1158	978	2505	89	290	468	627	19
1120	968	2423	82	282	458	608	19
1085	958	2347	76	274	448	590	18
1053	948	2277	70	266	438	573	17
1024	938	2213	64	258	428	556	17
996	928	2154	59	250	418	539	17
970	918	2098	56	242	408	522	17
945	908	2044	54	234	398	505	17
922	898	1995	49	226	388	488	17
900	888	1948	47	218	378	471	17
880	878	1904	44	210	368	454	17
861	868	1862	42	203	358	438	16
843	858	1821	41	196	348	423	15
824	848	1781	40	189	338	408	15
805	838	1741	40	182	328	393	15
786	828	1701	40	175	318	379	14
768	818	1662	39	169	308	365	14
750	808	1623	39	165	298	352	13
732	798	1584	39	157	288	339	13
715	788	1546	38	151	278	326	13
697	778	1508	38	145	268	313	13
679	768	1471	37	139	258	300	13
663	758	1434	37	133	248	287	13
646	748	1398	36	127	238	274	13
630	738	1362	36	121	228	261	13
613	728	1326	36	115	218	248	13
597	718	1292	34	109	208	235	13
582	708	1259	33	103	198	222	13
567	698	1226	33	97	188	209	13
552	688	1194	32	91	178	196	13
538	678	1164	30	85	168	183	13
525	668	1134	30	79	158	170	13
512	658	1104	30	74	148	158	12
498	648	1074	30	68	138	146	12
484	638	1044	30	62	128	134	12
470	628	1015	29	56	118	122	12
456	618	986	29	51	108	111	11
443	608	958	28	46	98	100	11
430	598	930	28	41	88	89	11
417	588	903	27	36	78	78	11
404	578	876	27	31	68	68	10
392	568	850	26	26	58	58	10
380	558	824	26	21	48	48	10
368	548	799	25	17	38	38	10
357	538	775	24	12	28	28	10
346	528	751	24	8	18	18	10
336	518	728	23	4	8	8	10
326	508	706	22	—	0	0	8

Sauerstoffgas.

Grammen.	Volumina.	Atmosphären.	Differenz.	Grammen.	Volumina.	Atmosphären.	Differenz.
626	657	1354	—	154	317	334	12
594	647	1284	70	149	307	322	12
564	637	1218	66	143	297	310	12
537	627	1160	58	138	287	298	12
512	617	1106	54	133	277	287	11
489	607	1056	50	127	267	276	11
467	597	1010	46	122	257	265	11
446	587	966	44	117	247	254	11
426	577	923	43	112	237	243	11
407	567	881	42	107	227	232	11
388	557	840	41	101	217	221	11
370	547	800	40	97	207	210	11
353	537	764	36	92	197	199	11
337	527	731	33	87	187	188	11
323	517	700	31	82	177	177	11
309	507	670	30	77	167	167	10
296	497	641	29	73	157	157	10
284	487	614	27	68	147	147	10
272	477	588	26	63	137	137	10
260	467	563	25	59	127	127	10
249	457	539	24	54	117	117	10
239	447	517	22	50	107	107	10
230	437	497	20	45	97	97	10
222	427	479	18	41	87	87	10
215	417	463	16	36	77	77	10
207	407	448	15	31	67	67	10
201	397	434	14	27	57	57	10
194	387	420	14	22	47	47	10
188	377	407	13	17	37	37	10
182	367	394	13	13	27	27	10
177	357	382	12	8	17	17	10
172	347	370	12	4	7	7	10
166	337	358	12	—	0	0	7
160	327	366	12				

Stickgas.

Grammen.	Volumina.	Atmosphären.	Differenz.	Grammen.	Volumina.	Atmosphären.	Differenz.
1290	705	2790	—	195	345	423	21
1227	695	2654	136	186	335	403	20
1166	685	2522	132	178	325	384	19
1106	675	2394	128	170	315	367	17
1050	665	2272	122	162	305	351	16
997	655	2156	116	155	295	336	15
946	645	2046	110	148	285	321	15
897	635	1940	106	142	275	306	15
850	625	1838	102	135	265	292	14
804	615	1738	100	128	255	278	14
758	605	1640	98	122	245	265	13
715	595	1546	94	117	235	252	13
674	585	1458	88	111	225	240	12
636	575	1376	82	106	215	228	12
601	565	1300	76	101	205	217	11
567	555	1228	72	95	195	206	11
536	545	1159	69	90	185	195	11
507	535	1095	64	85	175	184	11
479	525	1035	60	80	165	173	11
453	515	980	55	75	155	162	11
429	505	928	52	70	145	151	11
408	495	882	46	64	135	140	11
388	485	840	42	59	125	129	11
370	475	801	39	54	115	118	11
353	465	764	37	49	105	107	11
337	455	729	35	44	95	96	11
321	445	695	34	39	85	85	11
306	435	662	33	34	75	75	10
292	425	630	32	30	65	65	10
278	415	600	30	25	55	55	10
264	405	570	30	20	45	45	10
251	395	542	28	16	35	35	10
238	385	515	27	11	25	25	10
226	375	489	26	6	15	15	10
215	365	466	23	3	5	5	10
205	355	444	22	—	0	0	5

Atmosphärische Luft.

Grammen.	Volumina.	Atmosphären.	Differenz.	Grammen.	Volumina.	Atmosphären.	Differenz.
1290	726	2790	—	195	356	420	19
1230	716	2659	131	186	346	401	19
1170	706	2531	128	177	336	383	18
1112	696	2405	126	170	326	367	16
1055	686	2283	122	162	316	352	15
1000	676	2165	118	156	306	338	14
948	666	2051	114	150	296	325	13
898	656	1943	108	144	286	312	13
852	646	1843	100	139	276	300	12
808	636	1747	96	133	266	288	12
766	626	1656	91	127	256	276	12
725	616	1570	86	122	246	264	12
688	606	1490	80	117	236	252	12
654	596	1413	77	111	226	240	12
620	586	1340	73	106	216	228	12
589	576	1273	67	101	206	217	11
561	566	1212	61	96	196	206	11
535	556	1156	56	90	186	195	11
510	546	1101	55	85	176	184	11
485	536	1047	54	80	166	173	11
459	526	993	54	75	156	162	11
435	516	941	52	70	146	151	11
412	506	891	50	65	136	140	11
389	496	843	48	60	126	129	11
368	486	796	47	55	116	118	11
348	476	753	43	50	106	107	11
329	466	713	40	45	96	96	11
312	456	676	37	40	86	86	10
296	446	642	34	35	76	76	10
282	436	610	32	30	66	66	10
269	426	580	30	26	56	56	10
256	416	553	27	21	46	46	10
245	406	528	25	16	36	36	10
234	396	504	24	12	26	26	10
223	386	481	23	7	16	16	10
212	376	459	22	3	6	6	10
203	366	439	20	—	0	0	6

Kohlenoxyd-Gas.

Grammen.	Volumina.	Atmosphären.	Differenz.	Grammen.	Volumina.	Atmosphären.	Differenz.
1290	727	2790	—	182	357	394	14
1215	717	2627	163	176	347	381	13
1145	707	2477	150	170	337	368	13
1082	697	2339	138	164	327	355	13
1021	687	2209	130	159	317	343	12
965	677	2088	121	153	307	331	12
912	667	1974	114	147	297	319	12
863	657	1867	107	141	287	307	12
817	647	1767	100	136	277	295	12
775	637	1674	93	131	267	283	12
732	627	1584	90	125	257	271	12
690	617	1498	86	120	247	259	12
655	607	1416	82	115	237	248	11
618	597	1338	78	110	227	237	11
584	587	1264	74	105	217	226	11
554	577	1196	68	100	207	215	11
525	567	1133	63	95	197	204	11
496	557	1073	60	89	187	193	11
470	547	1016	57	84	177	182	11
445	537	962	54	79	167	171	11
422	527	911	51	74	157	160	11
398	517	861	50	69	147	149	11
376	507	814	46	64	137	138	11
356	497	771	43	59	127	127	11
338	488	732	39	54	117	117	10
321	477	695	37	50	107	107	10
305	467	661	34	45	97	97	10
291	457	629	32	41	87	87	10
277	447	599	30	36	77	77	10
264	437	570	29	31	67	67	10
251	427	542	28	27	57	57	10
238	417	515	27	22	47	47	10
226	407	489	26	17	37	37	10
215	397	465	24	13	27	27	10
205	387	443	22	8	17	17	10
197	377	424	19	4	7	7	10
189	367	408	16	—	0	0	7

**IX. Mikroskopische Beobachtungen sehr gesetzmäßiger Bewegungen, welche die Bildung von Niederschlägen harziger Körper aus Weingeist begleiten¹⁾;
con E. H. Weber.**

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. Verhandl. d. K. Sächs. Gesellsch. d. Wiss.)

I. Ueber Circulationsströme, welche an der Oberfläche von Luftblasen entstehen, die sich in einer Harzlösung zwischen zwei Glasplatten befinden.

Bekanntlich entsteht eine intensiv gelbe Farbe, wenn man Gummigutt auf einer Glasplatte mit einigen Tropfen Wasser reibt. Setzt man zu dieser Farbe einige Tropfen Alkohol oder Brennspiritus, so wird die undurchsichtige gelbe Flüssigkeit fast augenblicklich durchsichtig, indem sich das gelbe Harz, das den Hauptbestandtheil des Gummigutt ausmacht, im Weingeiste auflöst. Werden einige Tropfen Spiritus an den Rand einer ebenen Glasplatte gebracht, welche auf einer zweiten solchen Platte liegt, so breitet sich derselbe durch Capillarkraft schnell zwischen beiden Platten aus. Dasselbe geschieht, wenn sich die Spiritustropfen auf einer ebenen Glasplatte befinden und man eine zweite Platte darauf legt. Bringt man nun hierauf an den Rand dieser oder jener Deckplatte ein Tröpfchen in Wasser zerriebenen Gummigutts, so breitet sich auch dieses zwischen den beiden Glasplatten in dem mit Spiritus erfüllten Raume aus, ohne sich ganz aufzulösen, die Ausbreitung geschieht aber viel langsamer²⁾. Beobachtet man hierbei die Ausbreitung der gelben Farbe mit einem Mikroskopé bei einer 90- bis 150maligen linearen Vergrößerung, so bemerkt man, daß

1) Siehe Berichte über die Verhandlungen der Königl. Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften, *Math. phys. Classe* 1854, p. 57.

2) Man kann auch, um die später beschriebenen Erscheinungen hervorzubringen, gleichzeitig mehrere sehr kleine Tröpfchen von Spiritus und der gelben Farbe auf eine Glasplatte bringen und eine zweite Glasplatte darauf decken.

in dem Spiritus kleine Luftblasen von verschiedener Grösse, z. B. von $\frac{1}{10}$ Paris. Linie im Durchmesser befindlich sind, und dafs, wenn sich die langsam sich ausbreitende Farbe einem Luftbläschen nähert, dieselbe anfangs gehindert wird bis zur Luftblase zu gelangen, und genöthigt wird, sie in einiger Entfernung zu umgehen. (Siehe Fig. 18 Taf. VI, wo der von einem dicken schwarzen Rande umgebene Kreis die Luftblase vorstellt, die Pfeile aber die Richtung der sich in Spiritus ausbreitenden Farbetheilchen anzeigen. Zwischen beiden ist der mit Spiritus erfüllte Raum sichtbar, in welchen die Farbetheilchen einzudringen gehindert sind). Wenn nun die sich weiter verbreitenden Farbetheilchen fast die ganze Luftblase umgangen haben, werden sie nach der Luftblase hingezogen oder hingetrieben und dabei in ihrer Bewegung sehr beschleunigt (Siehe Fig. 19 Taf. VI, wo die längeren Pfeile, welche den Ring umgeben, die Richtung und Beschleunigung der Farbetheilchen anzeigen). Nun bewegen sich die Farbetheilchen in zwei Strömen schnell und dicht um die Luftblase, und zwar in entgegengesetzter Richtung als zuvor, herum. Nachdem sie auf diese Weise ziemlich die ganze Luftblase umgangen haben, entfernen sie sich langsam von ihr, indem sie von den ihnen nachfolgenden Farbetheilchen fortgedrängt, nicht aber von der Luftblase selbst abgestofsen werden. (Siehe Fig. 20, Taf. VI). So entstehen zu beiden Seiten der Luftblase zwei Kreisläufe, die längere oder kürzere Zeit fortdauern. Diese Kreisläufe dauern nämlich nur kurze Zeit fort, wenn der Farbestoff im Strömen begriffen ist und immer neuer und neuer sich verbreitender Farbestoff an der Luftblase ankommt und wenn er sich schnell an ihr vorbei bewegt; sie dauern dagegen längere Zeit fort, wenn kein neuer Farbestoff mehr ankommt, oder wenn er sich wenigstens nur sehr langsam dahin bewegt. Zwischen den beiden Kreisläufen der Farbetheilchen scheint sich auch auf der einen Seite Spiritus nach der Luftblase hin und auf der anderen von ihr weg zu bewegen. (Siehe Fig. 21 Taf. VI wo die Pünktchen den Spiritus anzeigen). Wenn auf der
einen

einen Seite bei *a* ebenso viel Spiritus der Luftblase zugeführt wird, als auf der anderen bei *b* weggeführt wird, so dauert die Circulation eine Viertelstunde und länger fort. Wenn sich dagegen in der Nähe der Luftblase nur Spiritus befindet, der schon mit Farbestoff gesättigt ist, so werden die beiden Circulationen immer mehr abgekürzt, wie man Fig. 22 u. 23 Taf. VI sieht, so daß sie sich zuletzt auf die kleine Umgegend beschränken, wo der Farbestoff zuerst von der Luftblase angezogen wurde.

Wenn der schmale Weg, auf welchem sich der Spiritus der Luftblase nähert, wie in Fig. 21 Taf. VI bei *a*, verschlossen wird, weil sich Flüssigkeit vorlegt, welche mit Farbestoff überladen ist, so wird die Circulation plötzlich unterbrochen, aber indem nun nach einem kleinen Zeitraume der zur Luftblase hinzudringende Spiritus diesen Widerstand überwindet, stellt sich die Circulation plötzlich vollkommen wieder her und so wiederholt sich bisweilen diese Unterbrechung und Wiederherstellung in gleichen Pausen und die Circulationen erfolgen dann stofsweise in rhythmischen Pulsen, z. B. in jeder Sekunde einmal. In selteneren Fällen entsteht diese *rhythmische Pulsation* dadurch, daß die mit Farbestoff überladene Flüssigkeit sich periodisch bei *b* vorlegt und die Entfernung des Spiritus von der Luftblase pulsweise verhindert.

Nicht immer sind die beiden Circulationen zu beiden Seiten der Luftblase gleich groß. Bisweilen geht der eine Circulationsstrom um einen sehr großen Theil der Luftblase herum, während der andere sehr kurz ist und nur einen Wirbel bildet.

Wenn eine zweite Luftblase in der Nähe derjenigen Luftblase ist, um welche sich die beiden Flüssigkeitsströme bewegt haben, wie in Fig. 24 Taf. VI, so zieht die zweite Luftblase die Ströme an sich, welche die erstere verlassen. Unter diesen Umständen entsteht ein Strom, dessen Richtung durch die Lage der Luftblasen bestimmt wird. Eine solche Bewegung kann bisweilen mehrere Stunden fort-

dauern, wenn die Glasplatten groß sind und viel Spiritus und unaufgelöste Farbe zwischen ihnen befindlich ist.

An sehr großen Luftblasen können bisweilen gleichzeitig mehr als zwei Circulationen vorhanden seyn. Eben solche Circulationen beobachtet man an der Gränze des zwischen den beiden Glasplatten befindlichen Tropfens und der Luft, die am Rande der Deckplatte die Stelle der verdunsteten Flüssigkeit eingenommen hat. (Siehe Fig. 25, Taf. VI). Wenn auf der Seite *bac* Luft, und da, wo die Pfeile gezeichnet sind, Flüssigkeit ist, so wird die Flüssigkeit bei *a* ziemlich schnell von der Luft angezogen, dagegen verläßt die Flüssigkeit die Luftgränze bei *b* und *c* langsam (wie durch die geringere Länge der Pfeile in der Figur angedeutet ist), und so können viele solche Circulationen neben einander stattfinden und sehr lange Zeit fortdauern. Es kommen indessen auch Fälle vor, wo nicht zwei Ströme vorhanden sind, welche von entgegengesetzten Seiten herkommen und nach entgegengesetzten Seiten auseinandergehen, sondern wo nur ein einziger Strom nach der Gränze der Luft sich hinbewegt und daselbst einen einzigen Wirbel bildet.

Dieselben Erscheinungen lassen sich auch darstellen, wenn man Colophonium aus einer Auflösung in Spiritus durch Zusatz von Wasser niederschlägt und diesen Niederschlag mit Wasser zusammenreibt¹⁾. Auf diese Weise entsteht eine milchichte Flüssigkeit. Bringt man von derselben einen kleinen Tropfen an den Rand einer Glasplatte, die auf einer zweiten größeren liegt, und einen Tropfen einer Auflösung von Colophonium in Spiritus eben dahin, so dringen beide Tropfen zwischen den Glasplatten vorwärts, vermischen sich ungleichmäßig, und zeigen die beschriebenen Erscheinungen, und dasselbe geschieht, wenn man zuerst die spirituöse und dann die wässrige Flüssig-

1) Ich thue z. B. in eine kleine Reibschale Colophonimpulver, setze so viel VVeingeist zu, daß es zum Theil ungelöst bleibt, und reibe den Brei mit Wasser zusammen.

keit, oder wenn man beide zugleich zwischen die Glasplatten treten läßt.

Hierbei zeigt sich die oben erwähnte rhythmische Unterbrechung und Wiederherstellung der beschriebenen Circulationen sehr häufig, und wenn mehrere Luftblasen in der Nachbarschaft sich befinden, so setzt sich der Strom, der die eine verläßt, zur anderen fort, und geht von dieser zur dritten, und an jeder zeigt sich die periodische Unterbrechung und Wiederherstellung der Circulationen.

Es gelingt nun bisweilen, wenn man die obere Glasplatte von der unteren abhebt und schnell wieder darauf deckt, eine andere Vertheilung der zwischen den Glasplatten befindlichen tropfbaren Flüssigkeit und der Luft hervorzubringen, so daß sehr kleine Tröpfchen, welche aus einem Gemeng von spirituöser und wässriger Flüssigkeit bestehen, welches sich noch nicht ins Gleichgewicht gesetzt hat, von Luft ringsum umgeben werden. Dann entstehen zwei Circulationen in dem Tröpfchen, durch die Berührung, in welche die tropfbare Flüssigkeit mit der *concaven kreisförmigen* Gränze der Luft kommt, während sie bei den vorher beschriebenen Versuchen mit der *convexen* Gränze der Luft in Berührung kam. Fig. 26 bis 29 Taf. VI stellt die dann entstehenden Circulationen dar. Zwei Ströme gehen neben einander dicht neben dem Durchmesser des Tropfens gegen den Punkt *a* und werden auf diesem Wege durch eine helle Linie geschieden, die dadurch entsteht, daß dahin keine unaufgelösten Partikeln gelangen. Bei *a* gelangen sie an die Gränze der den Tropfen begränzenden Luft. Dasselbst beugt sich der Strom, der uns zur Rechten ist, rechts, der Strom, der uns zur Linken ist, links herum, und Beide gehen in steter Berührung mit der *concaven* Gränze der Luft nach dem Punkte *b*. Dasselbst nähern sich beide Ströme wieder einander und kommen fast in Berührung, vermischen sich aber nicht, sondern sind durch die oben erwähnte durchsichtige weiß erscheinende Linie geschieden, indem sie von neuem zu beiden Seiten dieser Linie den vorigen Weg wiederholen. Der von der Luft

begrenzte Flüssigkeitstropfen hat also gleichsam zwei Pole, einen Pol *a*, wo die Ströme sich der Luft nähern und dann auseinander weichen, und den Pol *b*, wo die Ströme sich einander nähern und sich dann von der Luft entfernen. Der erstere Pol, wo sich die Ströme der Luft nähern und dann auseinander weichen, bleibt unverändert, dagegen kommen die beiden Ströme nur Anfangs bis zu dem zweiten Pole, und je öfter sie ihren Weg wiederholen, desto früher kehren sie um, so daß sich am gegenüberliegenden Pole diejenige Flüssigkeit anhäuft, in welcher sich die spirituöse und wässrige Flüssigkeit inniger gemengt und dadurch in ein Gleichgewicht gesetzt haben, so daß daselbst die beschriebenen Bewegungen aufhören. Endlich werden die beiden Circulationen nur noch auf die nächste Umgegend des Pols *a* beschränkt, wo sie dann ganz aufhört. Die Figuren 27 bis 29 Taf. VI stellen dieses bildlich dar.

II. Ueber Circulationsströme, welche man in einem unbedeckten Tröpfchen Harzauflösung während der Bildung eines Niederschlags beobachtet und durch welche sich der Tropfen in viele von geraden Linien begrenzte polyëdrische Abtheilungen theilt.

Die mitgetheilten Beobachtungen führten mich auf die Frage: welche Bewegungen entstehen würden, wenn auf einer Glasplatte ein kleiner Tropfen, der aus einem Gemeng von Spiritus und von in Wasser zerriebenem Gummigutt bestünde, frei der Verdunstung ausgesetzt wäre? denn unter diesen Verhältnissen kommt die Luft mit der ganzen, freien convexen Oberfläche des Tropfens in Berührung, der die Gestalt einer plan-convexen Linse hat, während sie in den vorhergehenden Versuchen nur an einer linearen Gränze mit dem Gemeng der genannten Flüssigkeiten in Berührung war. Die Anziehung, welche die Luft auf die Flüssigkeit ausübt, bringt dort viele nach der flächenförmigen, concaven, oberen Luftgränze hingerichtete Circulationen hervor, die um eine horizontale Axe geschehen, während die Circulationen in den oben mitgetheilten Versuchen zwischen zwei Glasplatten um eine senkrechte Axe vollbracht werden.

Jene Circulationen erfolgten von dem Zeitpunkte an, wo die Verdunstung des Spiritus eine solche Verdünnung hervorgebracht hatte, bei welcher das Harz nicht mehr aufgelöst bleiben konnte, sondern sich niederschlagen anfang¹⁾).

Die Bewegungen, die mit der Auflösung der gelben Farbe im Spiritus verbunden sind, sind so unregelmäßig, daß wir hier auf ihre Untersuchung nicht eingehen wollen. Mit ihnen verbinden sich alsbald Bewegungen, welche eine Wirkung der anfangenden Verdunstung des Tropfens sind und die in der nämlichen Weise an einem Tropfen Spiritus wahrgenommen werden, dem kein Gummi Guttae zugesetzt worden ist. Kleine darin schwebende unauflösbare Partikeln bewegen sich bald von der Mitte nach dem Rande zu, bald

- 1) Die Versuche werden am besten bei einer kühlen Temperatur von 1° bis etwa zu 7° R. ausgeführt. Sie gelingen aber auch noch bei 10°. Bei beträchtlich höheren Temperaturen wollen sie deswegen nicht von Statten gehen, weil der auf die geschliffene Glasplatte gebrachte Spiritustropfen sich ausbreitet und die Form einer plan-convexen Linse verliert, und weil dann die Flüssigkeit nicht mehr die nöthige Tiefe hat. Ich verfähre dabei auf folgende Weise: ich wische eine ebene, reine, kalte Glasplatte mit einem trocknen reinen kalten baumwollenen Tuche ab und reibe sie damit, lege sie horizontal hin und bringe auf dieselbe mittelst eines in Brennschmelze eingetauchten Stäbchens eine Reihe von Tropfen von verschiedener Größe, die die Gestalt einer plan-convexen Linse annehmen, bei einer Temperatur, bei welcher sie sich wenig ausbreiten. Um nun in jeden dieser Tropfen einen beliebig kleinen Theil eines Tropfens von der erwähnten gelben Farbe von Gummigutt eintreten zu lassen, tauche ich größere und kleinere Nähnadeln mit ihrem Oehr in die gelbe Farbe, so daß sich das Oehr damit füllt und bringe nun mit dem kleinsten Tröpfchen das Oehr einer kleinen, mit dem größeren Tröpfchen das Oehr einer größeren Nadel einen Augenblick in Berührung. Die gelbe Farbe löst sich im Spiritustropfen sehr schnell und beinahe ganz auf. Es wird nun die Glasplatte auf den Objectisch eines guten Mikroskops gelegt, daß die Tropfen linear ungefähr 90- bis 150mal vergrößert, z. B. unter ein kleines Schieck'sches mit Objectiv 1+2 oder 1+2+3. Man beobachtet zuerst den kleinsten Tropfen. Wenn bei diesem die zu beobachtenden Erscheinungen vorübergegangen sind und Ruhe eingetreten ist, ist es Zeit einen von den etwas größeren Tropfen zu beobachten, bei welchem dann die Erscheinungen eben ihren Anfang nehmen, die man beobachten will u. s. w.

von dem Rande des Tropfens nach dessen Mitte hin und ändern hierbei so oft und so plötzlich ihre Geschwindigkeit und Richtung, daß ihre Bewegung bisweilen einige Aehnlichkeit mit der von Infusorien hat.

Nachdem die Flüssigkeit ziemlich durchsichtig und ruhig geworden ist, fängt ungefähr 5 Minuten oder 6 Minuten¹⁾, nachdem der Spiritustropfen und das Gummi Guttac auf die Glasplatte gebracht worden, das im Weingeiste aufgelöste gelbe Harz an sich niederzuschlagen, weil so viel von dem Spiritus verdunstet ist, daß nicht mehr alles Harz aufgelöst bleiben kann, und hiermit beginnt eine gewaltige Bewegung. Vom Rande des Tropfens, wo der Niederschlag zu entstehen beginnt, stürzen Ströme von sich niederschlagenden Partikeln rings herum in den Tropfen und kehren theils in einiger Entfernung vom Rande um und bewegen sich zum Rande zurück, theils verbreiten sie sich durch den Tropfen nach der Mitte desselben zu und machen die Flüssigkeit überall undurchsichtig.

Der Tropfen wird durch die heftige Bewegung und durch die diese Bewegung unstreitig begleitende schnellere Verdunstung so wie auch durch das sich niederschlagende Harz dickflüssiger und die Oberfläche hört auf gleichmäßig convex zu seyn. Bei sehr kleinen Tropfen, die man mit der Loupe beobachtete, sah man, daß sie sich durch eine linienförmige Vertiefung in zwei Abtheilungen, oder durch drei in der Mitte des Tropfens zusammenstoßende Linien in drei Abtheilungen, oder durch zwei sich kreuzende lineare Vertiefungen in vier, oder durch einen Stern von Linien in mehrere Abtheilungen theilten. Nach der Mitte zu, in den seichterern und deswegen durchsichtigeren Gegenden des Tropfens, Fig. 30 Taf. VI, zeigt sich nun unter dem Mikroskope bei einer 90- bis 150maligen Vergrößerung ein wundervolles Schauspiel.

- 1) Bei kleineren Tropfen entsteht der Niederschlag und die mit ihm verbundene wundervolle Bewegung schneller, als bei großen Tropfen; bei Tropfen, welchen verhältnißmäßig mehr Farbestoff zugesetzt worden ist, schneller, als bei Tropfen, welche weniger gelbe Farbe enthalten.

Die trübe Flüssigkeit wird daselbst durch ein Netz heller, gerader Linien in kleine fünfeckige, zum Theil viereckige oder sechseckige Abtheilungen eingetheilt. Man glaubt zu sehen, daß die Oberfläche der Flüssigkeit uneben sey, daß die Abtheilungen eine der krystallinischen ähnliche Form hätten und dicht neben einander liegenden polyëdrischen Krystallen glichen (Taf. VII, Fig. 9). Eine Seite eines solchen Fünfecks ist, wenn das Fünfeck ziemlich gleich lange Seiten hat, ungefähr $\frac{1}{10}$ Linie lang. Indessen sind die Abtheilungen von verschiedener Gröfse und Form. Manche haben fast gleiche Seiten, andere sind länglich, bisweilen sind sie sogar sehr lang. Es kommen bisweilen sehr lange Abtheilungen vor, die, wie eine Leiter durch Sprossen, so durch quere helle Linien in eine Reihe von viereckigen Abtheilungen getheilt sind. Wie mannichfaltig aber auch ihre Gestalt und Gröfse ist, so passen doch immer die benachbarten polyëdrischen Abtheilungen genau aneinander. Die die fünfeckigen Abtheilungen der Flüssigkeit begränzenden hellen Linien scheinen erhabene Kanten zu seyn. Sie können aber vielleicht in der Wirklichkeit vertieft seyn. (Siehe Fig. 9 und 12, Taf. VII, wo einige dieser polyëdrischen Abtheilungen des Tropfens bei stärkerer Vergrößerung gezeichnet worden sind). In der Mitte jedes Fünfecks, Vierecks oder Sechsecks befindet sich ein vertiefter Punkt oder eine vertiefte Linie. Zu diesem vertieften Punkte oder zu dieser vertieften Linie hin bewegen sich die sichtbaren Harztheilchen, die aus den hellen erhabenen, die Polyëder ringsum begränzenden Kanten hervorkommen und in die Mitte der fünfeckigen, viereckigen oder sechseckigen Trichter hinab zu stürzen scheinen und daselbst dem Auge verschwinden. Die Flüssigkeitstheilchen der Abtheilungen befinden sich in einer rotirenden Bewegung um eine horizontale Axe, die bei jeder Abtheilung eine in sich selbst zurück laufende Linie ist. (Siehe Fig. 12 und 10, Taf. VII, wo bei einigen Abtheilungen die Richtung der rotirenden Theilchen durch kurze Pfeile angedeutet ist). Stets bewegen sich die Theilchen auf der oberen Oberfläche

von der Peripherie der Abtheilungen nach der Mitte derselben zu. Aufser den rotirenden feineren Farbetheilchen giebt es noch gröbere Farbetheilchen, welche auf der Oberfläche der polyëdrischen Abtheilungen bleiben und daselbst hin und her geworfen werden.

Aufser dieser Bewegung der einzelnen Flüssigkeitstheilchen nimmt man eine langsame Bewegung der polyëdrischen Abtheilungen wahr, wobei sie sich aber immer gemeinschaftlich bewegen und dabei in stetem Zusammenhange bleiben. Nur selten stehen die polyëdrischen Abtheilungen, die man durch das Mikroskop übersieht, eine Zeit lang still. Bald bewegen sie sich mit gleicher Geschwindigkeit und in stetem Zusammenhange von der Mitte des Tropfens nach dem Rande zu, bald nehmen dieselben Abtheilungen eine entgegengesetzte Bewegung an und kommen vom Rande her wieder zurück, oder bewegen sich in einer Richtung, welche auf der vorigen ziemlich quer ist. Dabei erleiden dieselben manche Veränderungen in der Form, indem sich eine große Abtheilung in mehrere kleine theilt, oder indem mehrere kleine zu einer größeren verschmelzen, oder indem die Gestalt der sie einschließenden Linien abgeändert wird, wenn z. B. lange Abtheilungen kürzer oder kurze Abtheilungen länger werden.

An dem sehr kleinen Tropfen Taf. VI Fig. 30, den man mit dem Mikroskope ganz übersehen konnte und der durch eine kreuzförmige Vertiefung in vier Abtheilungen getheilt war, beobachtete ich, dafs sich die polyëdrischen Abtheilungen in zwei Schenkeln jener Vertiefung von der Mitte des Tröpfchens nach dem Rande zu bewegten und dafs sie an den beiden anderen Schenkeln vom Rande des Tropfens her hervorkamen und sich nach der Mitte zu bewegten, wie daselbst die dicken schwarzen Pfeile andeuten. Die nach dem Rande sich bewegenden eckigen Abtheilungen verändern bei ihrem Uebergange in den Rand ihre Gestalt, werden langgezogen und lassen sich nicht weiter verfolgen und treten an zwei anderen Stellen des Randes wieder hervor und bewegen sich nach der Mitte zu.

Eine Veränderung, welche die fünfeckigen und sechseckigen Abtheilungen der Flüssigkeit gegen das Ende der Erscheinung immer erleiden, besteht darin, daß die begränzenden hellen Linien derselben, welche anfangs sehr schmal sind, (siehe Taf. VII, Fig. 9), allmählich breiter und glänzender werden, und am allerbreitesten an den Kreuzungspunkten der Linien gefunden werden. (Siehe Taf. VII, Fig. 10). Zugleich erscheint die von ihnen eingeschlossene Flüssigkeit dunkler. Die Abtheilungen bilden dann in sich selbst zurücklaufende Wälle. Zuletzt werden die eckigen Abtheilungen der rotirenden Flüssigkeit rund (siehe Taf. VII, Fig. 11) und durch große durchsichtiger oder heller erscheinende Zwischenräume von einander getrennt. Alle Farbetheilchen jeder Abtheilung bewegen sich ringsum von der Peripherie nach der Mitte derselben und so endigt sich in jeder Abtheilung die rotirende Bewegung *plötzlich*, indem die letzten Theile in den Mittelpunkt derselben hineinschießen. Es befindet sich dann die ganze Flüssigkeit plötzlich wie durch einen Zauber in Ruhe versetzt, und der Farbestoff, der, ehe er aufgelöst wurde, aus sehr ungleich großen Partikeln bestand, und sehr ungleich vertheilt war, besteht nun, nachdem er sich niedergeschlagen hat, aus sehr kleinen, aber ziemlich gleich großen runden Partikeln und liegt überall gleichmäßig dicht. Bei sehr starker Vergrößerung sieht man an ihm nur noch die sogenannte Brown'sche Molecularbewegung, die in einem wechselseitigen Annähern und Entfernen benachbarter Partikeln besteht.

Die Zeit, welche von der Bildung des Tropfens an und vom Zusatze der Farbe zu demselben bis zur Entstehung der polyëdrischen Abtheilungen und wieder von da bis zur plötzlichen Herstellung vollkommener Ruhe vergeht, beträgt bei einem großen Tropfen ungefähr 7 bis 8 Minuten, bei einem kleinen Tropfen $4\frac{1}{2}$ Minute, bei einem ganz kleinen Tröpfchen $3\frac{1}{2}$ Minute. Die Zeit, welche dieser Proceß erfordert, wird abgekürzt, wenn der Farbestoff in etwas reichlicherer Menge zugesetzt wird, oder wenn die Tem-

peratur der Luft eine höhere ist. Das Phänomen, wo die rotirende Flüssigkeit polyëdrische Abtheilungen bildete, dauerte bei einem grofsen Tropfen 67 Sekunden, so dafs also ungefähr $6\frac{1}{2}$ Minute vergingen, ehe die polyëdrischen Abtheilungen sich bildeten. Bei einem etwas kleineren Tropfen dauerte es $5\frac{1}{2}$ Minute, ehe sich derselbe in polyëdrische Abtheilungen theilte, und 39 Sekunden, ehe diese verschwanden und Ruhe im Tropfen eintrat.

Um zu entscheiden, ob die Elektrizität bei der Entstehung dieser wunderbaren Bewegungen mit im Spiele sey, brachte ich einen Spiritustropfen nicht wie vorher auf eine Glasplatte, sondern auf eine polirte versilberte Daguerrotypenplatte und verband dieselbe durch einen Metalldraht mit dem feuchten Erdboden, um dadurch eine Ausgleichung der etwa sich scheidenden Elektricitäten herbeizuführen. Aber auch unter diesen Verhältnissen trat das beschriebene Phänomen ein.

Nicht blofs Gummigutt, sondern auch Colophonium bringt dieselben Erscheinungen hervor, nicht aber Campher, weil er sogleich krystallisirt und das Anschiefsen der Krystalle, das Herumschweben der sich niederschlagenden Theilchen verhindert.

Sowohl wenn Gummigutt als auch wenn Colophonium angewendet wird, kann man beobachten, wie die polyëdrischen rotirenden Abtheilungen des Tropfens entstehen, dafs sich nämlich in dem Tropfen in ziemlich bestimmten Entfernungen von einander Häufchen von sich niederschlagenden Partikeln bilden, welche eine rotirende Bewegung um eine horizontale Axe zeigen. Diese vergröfsern sich durch neue hinzukommende Partikel und beschränken sich dann wechselseitig in der Rotation ihrer Theilchen, wenn sie mit einander in Berührung kommen, und bringen dadurch die polyëdrischen Abtheilungen hervor.

Die Gesetzmäfsigkeit der durch das Mikroskop beobachteten hier beschriebenen Bewegungen veranlafst vielleicht

auch Andere ¹⁾ diese Beobachtungen zu wiederholen und den ursächlichen Zusammenhang zu erörtern. Vielleicht gelingt es in der Folge diesen aufzuklären und dadurch die physikalischen Ursachen mancher vor der Hand unerklärlicher Bewegungen im Körper der Thiere und Pflanzen zu entdecken. Dahin gehört die Circulation des Saftes in den Zellen der Chara und in manchen Elementarzellen vieler anderer Pflanzen, wo der rotirende Saft nicht in häutigen Canälen eingeschlossen ist, sondern sich an den Wänden frei zu bewegen scheint. Ferner ist dahin zu rechnen die Erscheinung im Dotter der Thiere, die man mit dem Namen des Furchungsprocesses bezeichnet.

X. *Ueber die weiße Farbe der Eisenoxyd-Alaune und über die braune ihrer wässrigen Lösungen;
von Heinrich Rose.*

Haideringer ²⁾ theilt über die Erscheinung, daß der weiße Eisenoxyd-Alaun keine farblose Auflösung in Wasser giebt, eine andere Erklärung mit, als sie aus den Untersuchungen hervorgeht, welche ich über den Einfluß des Wassers bei chemischen Zersetzungen, und namentlich über das Verhalten des Wassers gegen Basen angestellt habe ³⁾. Nach diesen wird das Eisenoxyd aus den Auflösungen seiner Salze durch Wasser gefällt, freilich erst aus seinen verdünnten Lösungen und durch erhöhte Temperatur. Durch

1) Da sich die Herren Möbius und d'Arrest für die Entstehung der rotirenden Bewegungen der Flüssigkeit in einem Tropfen, wodurch die in Fig. 9 Taf. VII abgebildeten polygonalen Abtheilungen entstehen, interessirten, so habe ich Ihnen nicht nur Gelegenheit verschafft dieselben zu sehen, sondern sie haben auch selbst die Versuche wiederholt und bestätigt.

2) Pogg. Ann. Bd. 94, S. 246.

3) Pogg. Ann. Bd. 83, S. 132.

Wasser wird dem Eisenoxydsalze Säure entzogen, und ein basisches Eisenoxydsalz gebildet, das in vielem Wasser von der gewöhnlichen Temperatur und in wenigem Wasser auch bei erhöhter Temperatur auflöslich seyn kann; aus der verdünnten Lösung wird aber das Oxyd als basisches Salz durchs Erhitzen gefällt. Alle basischen Eisenoxydsalze sind aber, sowohl in fester Form als auch in ihren Lösungen, gefärbt, von gelb bis braunroth und blutroth, während die meisten neutralen Eisenoxydsalze im wasserfreien Zustande oder mit Krystallwasser weifs sind.

Haidinger nimmt aber an, dafs im krystallisirten Eisenoxyd-Alaun Eisenoxydul und Eisensäure, und nicht Eisenoxyd enthalten wäre, welches sich dann wohl erst bei der Lösung in Wasser bilden müsse. Nach ihm fällt nun aber die Farbe des Eisenoxyduls in das Grüne, die der Eisensäure in das Violette; diese Farben sind aber nahe oder vollständig complementär, und sie neutralisiren sich zu farblos.

Um diese Erklärung durchzuführen, verwirft Haidinger, nach Schönbein's Vorgang, die Zusammensetzung der Eisensäure, wie sie durch die Untersuchungen von Frémy, von Denham Smith und von mir festgestellt worden ist, deren Resultate alle übereinstimmen, obgleich verschiedene Methoden bei den Analysen angewandt wurden. Ich will es weniger hervorheben, dafs eine so leicht sich reducirende Substanz wie die Eisensäure nicht wohl neben einem so leicht sich oxydirenden Oxyde, wie Eisenoxydul, und erstere nicht neben Schwefelsäure bestehen könne, weil nach Haidinger beide bei der Lösung Eisenoxyd bilden ($\text{Fe} + \text{Fe} = \text{Fe}$), als darauf, dafs wenn es eine Oxydationsstufe des Eisens gäbe, welche die Zusammensetzung $\text{Fe} + 2\text{O}$ hätte, wie sie Schönbein und Haidinger für die Eisensäure annehmen, diese wohl, da die Eisenverbindungen denen des Mangans sehr analog sind, mehr dem Braunstein ähnlich seyn würde.

Wird der Eisenoxyd-Alaun in verdünnter Schwefelsäure aufgelöst, so kann sich kein basisches Eisenoxydsalz bilden,

und die Lösung ist daher farblos. Ebenso ist die Lösung in Salpetersäure farblos, und die in Chlorwasserstoffsäure gelblich, wie eine Eisenoxydlösung in einem Ueberschusse von Chlorwasserstoffsäure.

Dafs es das Wasser ist, durch welches das Salz zersetzt wird, mag aufser den Gründen, die ich ausführlich in meinen Abhandlungen niedergelegt habe, noch auch der Umstand gelten, dafs wenn Eisenoxyd mit Säuren verbunden ist, welche die Fällung desselben durch Basen hindern, aus den Lösungen dieser Verbindungen auch Wasser kein basisches Eisenoxydsalz auszuschcheiden vermag. So kann z. B. die Lösung des weinsteinsäuren Kali-Eisenoxyds bei jeder Verdünnung mit Wasser lange und anhaltend gekocht werden, ohne dafs sie sich durch ausscheidendes basisches Eisenoxydsalz trübt; man kann sie bei starker Hitze durch Abdampfen concentriren; was sich dann aus Mangel an Wasser ausscheidet, löst sich wieder vollkommen in hinzugefügtem warmen Wasser auf. — Das Wasser verhält sich also bei Gegenwart von Weinsteinsäure gegen Eisenoxyd vollkommen wie andere Basen.

Die Oxalsäure verhindert nun zwar nicht, wie die Weinsteinsäure und einige andere organische Säuren, die Fällung des Eisenoxyds durch starke Basen, aber sie kann dieselbe bisweilen sehr erschweren. Schwache Basen fällen das Eisenoxyd aus Lösungen, die Oxalsäure enthalten, nicht, oder nur unvollkommen ¹⁾. Deshalb sieht die wässrige Lösung des grünen oxalsäuren Kali-Eisenoxyds nicht blutroth aus, sondern grünlich, wie das krystallisirte Salz selbst, und durch langes und anhaltendes Kochen wird nur ein kleiner Theil des Eisenoxyds ausgefällt, das sich zum Theil fest an die Wände der Schale setzt. Kohlensäure Baryterde fällt aus der Lösung des Salzes das Eisenoxyd bei gewöhnlicher Temperatur nicht, und nur erst durchs Kochen.

Die allerdings etwas auffallende grüne Farbe der Verbindungen des oxalsäuren Eisenoxyds mit den oxalsäuren

1) Ausführl. Handb. der analyt. Chem. Bd. 1, S. 635.

Alkalien erklärt Scheerer und mit ihm Haidinger auf die Weise, daß in den Krystallen (und auch in der Lösung, da diese eine ähnliche Farbe wie die Krystalle hat) das Eisenoxyd mit der Oxalsäure Eisenoxydul und Kohlensäure bilden $\text{Fe} + \ddot{\text{C}} = 2\text{Fe}\ddot{\text{C}}$. In dem Salze ist indessen 1 At. Eisenoxyd nicht mit einem, sondern mit 3 At. Oxalsäure verbunden; und die Farbe des reinsten kohlensauren Eisenoxyduls, wenn es gänzlich frei von Eisenoxyd ist, ist wohl weiß, selbst im wasserfreien Zustand, wie im reinsten Spatheisenstein.

Noch leichter als das Eisenoxyd wird das Manganoxyd aus den Salzen, in denen es Base ist, durch Wasser ausgeschieden, denn es ist eine noch schwächere Base als das Eisenoxyd. Deshalb kann der von Mitscherlich zuerst dargestellte Manganoxyd-Alaun auch nicht einmal in Wasser von der gewöhnlichen Temperatur gelöst werden, denn das Manganoxyd wird durch dasselbe ausgeschieden, wie aus ähnlichen Manganoxydverbindungen, und auch aus dem Manganchlorid und Manganfluorid.

XI. *Zwei naturwissenschaftliche Mittheilungen; von Dr. Guido Sandberger.*

I. Kanten-Messung von Krystallen mittelst des geognostischen Compasses.

Auf naturwissenschaftlichen Reisen und Excursionen ist es angenehm, so wenig Gepäck und Instrumente mit sich zu führen, als thunlich.

Neulich dachte ich, von diesem Grundsatz ausgehend, darüber nach, sollte der Mineralog und Geognost bei seinen Wanderungen nicht im Stande seyn, das Anlegegoniometer daheim zu lassen und doch vorkommenden Falles eine Krystallmessung im Groben an großen, freien, recht eben-

flächigen, abgeschlagenen Krystallindividuen ausführen können vermittelt des für ihn auf Excursionen völlig unentbehrlichen Meßinstrumentes, mittelst des geognostischen Compasses. Ueber dieß Instrument und seine Einrichtung habe ich nicht nöthig zu reden. Jeder Fachgenosse kennt dasselbe hinreichend.

Wir messen außer dem Streichen in der bekannten Weise mittelst Pendel und Bogen das *Einfallen* oder Fallen der geneigtstehenden Schichten und Felswände mit hinreichender Genauigkeit. Warum sollten wir nicht im Wesentlichen in derselben Weise auch die Flächenwinkel oder Kanten großer zumal prismatischer Krystalle mit der nämlichen Vorrichtung des Instrumentes messen können?

Ich kam auf folgende Idee, welche mir nicht so unpractisch erschien, zumal da ich mich selbst von deren Ausführbarkeit alsobald durch eine auf diesem Wege vorgenommene Messung practisch überzeugte.

Legen wir einen prismatischen oder säulenförmigen Krystall (ich will bei etwas recht Gewöhnlichem bleiben), legen wir einen guten großen Quarzkrystall horizontal auf eine passende ebene Unterlage. z. B. auf einen Tisch auf, so können wir die Säulenkante messen, indem wir die Normalplatte oder das Normallineal des bergmännischen Compasses in der der zuoberst gelegenen, also mit der aufliegenden parallelen und mithin gleichfalls horizontal liegenden benachbarten, schräg liegenden Säulenfläche senkrecht auf die Verbindungskante beider halten, um genau wie bei der Messung des Fallens einer Schicht unmittelbar die Zahl, wo das Metallpendel auf dem Gradbogen einspielt, abzulesen.

Ziehen wir *diese abgelesene Zahl*, in unserem Beispiele 60° , von $180^\circ = 2R$ ab, so haben wir die *Krystallkante* gemessen, beim Quarz bekanntlich $= 120^\circ$.

In vielen Fällen kann uns eine solche Messung in Bausch und Bogen für richtige Beurtheilung einer vorliegenden Mineralsubstanz nützlich seyn.

Bei so bekannten Mineralspecies, wie das angeführte

Beispiel, dient uns selbige Messung aber auch zu gleicher Zeit als willkommene *Controle für die Güte der Gradbo-gentheilung unseres Compasses.*

Jeder Anfänger in der Mineralogie kennt die Gröfse der Säulenkante des Quarzes $= 120^\circ$. Spielt das Pendel des angewandten Compasses aber nicht auf 60° als Supplement von 120° ein, und ist es nur aus *anderen* Gründen völlig *sicher*, dafs wir einen Quarzkrystall vor uns haben, so ist das zur Messung benutzte Instrument nicht exact genug gearbeitet und wird uns bei Benutzung zur Messung des Fallens von geneigten Schichtflächen eben so schlecht bedienen, wie bei einer solchen Krystallmessung.

Wiesbaden, den 3. Februar 1855.

2. Das Leptometer ¹⁾.

Ich habe meinem bisher noch namenlosen neuen Meß-instrumente für kleinere, besonders naturhistorische Gegenstände nunmehr den obigen Namen beigelegt von *λεπτός* *tenuis*, *subtilis*, *exiguus* und *μέτρον* *mensura*, *modus*, weil dasselbe geeignet ist, Dicke und Abdachung aller möglichen sehr kleinen und dünnen, platten, prismatischen, cylindrischen, biconvexen und biconcaven, planconvexen und planconcaven, convex-concaven Gegenstände, sowie die verschiedenen Dimensionen auch unregelmäßig gestalteter Körper *direct* zu messen. Ausserdem, dafs es mir selbst und anderen Naturforschern bei konchyliometrischen Untersuchungen ²⁾ schon vielfach gute Dienste geleistet hat, läfst es sich auch sicherlich zur Messung von Insecteneiern, Pflanz-

1) Vgl. diese Annalen Bd. LXXXV, (1852) S. 97 ff. (Januarheft) Taf. I Fig. 12 A und B. — Amtl. Bericht über die Naturforscherversammlung zu Wiesbaden (1852) S. 165. — George Johnston's Einleitung in die Konchyliologie. Herausgegeben von H. G. Bronn. (Stuttgart, J. B. Müller 1853.) S. 551, Fig. 103 A und B.

1) Vgl. u. A. meine Messungen von Nabeltiefen des *Goniatites retrorsus* *Var. umbilicatus* in Guido und Fridolin Sandberger's Versteinerungen des Rheinischen Schichtensystems in Nassau (Wiesbaden, Kriedel und Niedner 1850 bis 1855.) Textband S. 107.

Pflanzensamen, (bei Umbelliferen und Cruciferen könnten sich mit demselben wohl *specifische* Dimensionen bei verschiedenen Gattungen und Arten ermitteln lassen), zur Messung der Dicke von Fischschuppen, Pflanzenblättern u. A. m. mit Vortheil verwenden.

Die wirkliche Länge der Krystallaxen läßt sich bei kleineren gutausgebildeten Individuen mit dem Leptometer gleichfalls ohne Schwierigkeit direct messen.

Auch könnten Optiker zur Abmessung der Dicke ihrer verschiedenartigsten Gläser das Leptometer gebrauchen, zumal wenn die Stabspitzen durch eine weiche, aber nicht allzu elastische Materie vorsichtig maskirt werden. Ob sich dazu Guttapercha nicht eignen dürfte?

Ebenso wird sich für verschiedene andere Industrie- und Kunstzweige Nutzen daraus ziehen lassen, da mittelst des Leptometers bei einiger Vorsicht die Dicke von Dräh-
ten und Fäden aus den verschiedensten Zeug- und Leder-
Stoffen ebenso zuverlässig gemessen werden kann, als die
Dicke von feinen Elfenbeinarbeiten, Münzen, Kameen, Papp-
deckeln, Metallblechen, Zeugen, Papierarten, ja selbst die
Dicke des feinsten Postpapiers.

Die Gleichmäßigkeit des Fabricates läßt sich also auf solche Art sicher constatiren ¹⁾.

Wiesbaden, 18. Februar 1855.

- 1) So eben erhalte ich auf meine Anfrage von F. W. Breithaupt und Sohn in Cassel die bestimmte Zusage, daß diese Firma das Leptometer vervielfältigen will und zwar so, daß der Preis für ein einzelnes Exemplar 5 Thaler, der Partienpreis 4½ Thaler seyn soll.

XII. Untersuchung des grünen Stoffes, den die kleinsten grünen Infusorien enthalten; vom Fürsten zu Salm-Horstmar.

Werden die mikroskopisch kleinen grünen Infusorien von größeren Teichen auf einem Filter gesammelt, dann frisch mit Alkohol ausgezogen, der grüne Extract bei etwa 40° Wärme eingetrocknet, so hat dieser Körper folgende Eigenschaften:

- 1) Auf Platina langsam erhitzt, zeigt er *keine* Schmelzung, entwickelt bald Dämpfe (*nicht* Rauch), die den eigenthümlichen Teichgeruch haben, während der größte Theil der Masse sich verflüchtigt; dann hört der Dampf auf und ein bräunlicher geringer Rückstand zeigt sich, der sich aber auch langsam verflüchtigt bei einer Temperatur, wobei das Platina nicht glüht. Es bleibt *kein* kohligter Rückstand.
- 2) Er löst sich in Alkohol sowie in Essigäther leicht auf.
- 3) In warmem Wasser löst er sich auf mit gelblich ölgrüner Farbe, nachdem das Wasser erst milchig geworden.
- 4) In Ammoniak mit gelber Farbe löslich.
- 5) In Kalilauge mit grünlich gelber Farbe löslich und die Lösung zeigt im Spectrum einen schwarzen Streifen im Roth.
- 6) Die geistige Lösung reagirt *nicht* auf Lakmus.

Es ist demnach kein wachsartiger Körper und *kein* Chlorophyll, denn das Chlorophyll aus frisch getrockneten Blättern von *Lolium perenne* mit Alkohol extrahirt und bei 40° eingedampft, bis keine Flüssigkeit mehr vorhanden, ist eine klebrige Masse, die sich *nicht* in Wasser, nicht in Ammoniak, nicht in Kalilauge auflöst. Das Verhalten auf der Platinschale in der Wärme ist wie beim Infusoriengrün.

Beide geistige Auflösungen unterscheiden sich, frisch bereitet, sehr in der Farbe, die vom Chlorophyll aus Gras

ist smaragdgrün, die des Infusoriengrüns ist oliven- oder bouteillengrün.

Die genauen optischen Untersuchungen Ångström's beider Substanzen, hat also ihre Verschiedenheit schon vorausgesetzt.

Den 3. Februar 1855.

XIII. *Ueber das dispergirte rothe Licht in der Auflösung des Chlorophylls; vom Fürsten zu Salm-Horstmar.*

Da es nach der Angabe von Stokes scheint, als ob man die rothe Dispersion nur in Richtungen sehe, die mehr rechtwinklich zum einfallenden Strahl sind, so bezieht sich dieses doch nur auf einen Theil der Erscheinung. Ich habe beobachtet, daß man das rothe Licht auch dann noch entschieden sehen kann, wenn man das die Chlorophyll-Auflösung enthaltende Probirglas so hält, daß die Flamme einer Lampe sich beinah zwischen dem Glase und dem Auge des Beobachters befindet. Um Täuschung zu vermeiden, brachte ich ein Stückchen schwarzen Sammet so in die Flüssigkeit, daß die innere hintere Fläche des Gefäßes keinen Reflex mehr geben konnte, allein die rothe Dispersion blieb nach wie vor. — Das rothe Licht strahlt also auch in der dem Einfallenden entgegengesetzten Richtung.

Sonderbar! daß diese Flüssigkeit das rothe Licht aber auch in entgegengesetzter Richtung zeigt, d. h. in der Richtung des einfallenden Strahls; — sobald die Lösung so concentrirt wird, daß die direct sichtbaren Lichtarten mehr verdunkelt werden.

Da das sogenannte dispergirte Licht noch manches Licht über das Weltmeer des Lichtes zu verbreiten verspricht, so verdient der kleinste Umstand ins Auge gefaßt zu werden.

Aus der bekannten Erscheinung, daß die rothe Dispersion erst mit Hülfe des Brennglases auch in der Tiefe der Chlorophyll-Lösung gesehen wird, scheint zu folgen, daß diejenigen unsichtbaren Strahlen des Sonnenlichtes, welche das Chlorophyll sichtbar macht, — durch heterogene Zwischenräume *getrennt* im Sonnenlicht enthalten sind, gleichsam als wenn sie durch ein Gitter gingen, welches nur die nahe an der Oberfläche liegenden Atome, da wo es das Gitter gestattet, leuchten machen und daselbst ihren Lauf beendigen. Also im parallelen Zustand an der Oberfläche sichtbar, im convergirten Licht aber auch in der Tiefe. — Es fragt sich nun, ob man dieses nicht benutzen könne, um diese heterogenen parallelen Intervallen zu messen? was ich der Beurtheilung der Herrn Physiker überlassen muß.

Coesfeld, den 14. Februar 1855.

XIV. Ueber die Gränze der Verdampfung des Quecksilbers; von Ch. Brame.

(*Compt. rend. T. XXXIX. p. 1013*)

Aus zahlreichen Versuchen, welche ich über diesen Gegenstand angestellt, ergibt sich:

1. Das von Faraday angewandte Gold ist kein hinreichend empfindliches Reagenz auf die Gegenwart sehr kleiner Mengen Quecksilberdampf, und wenn man also durch dasselbe, wie es der berühmte englische Physiker gethan, zeigen kann, daß das Quecksilber z. B. bei 20 bis 25° C. noch in einer Höhe von mehr als 0^m,10 über sich Dampf liefert, bei einer Temperatur unter Null aber selbst in einer Höhe von 0^m,02 nicht mehr, so beweist dies keineswegs, daß das Quecksilber eine begränzte Atmosphäre habe.

2. Im Gegentheil läßt sich zeigen, daß der Quecksilberdampf bei Temperaturen zwischen einigen Graden

unter Null und 30 Graden darüber leicht bis zu einem Meter aufsteigt. Ueberdies hat man im Laboratorium des Hrn. Chevreul beobachtet, daß in einem an beiden Enden offenen Rohre von 0^m,05 Durchmesser, welches auf Quecksilber stand, Schwefelbläschen (*utricules de soufre*), die 1^m,44 von dem Quecksilber entfernt waren, bei einer Temperatur von 20° bis 26° C. innerhalb 14 Tagen gebräunt wurden. In den Kellern der Sternwarte waren Schwefelbläschen in einer Höhe von 1^m,76 über dem Quecksilber nach vier Monaten vollständig gebräunt. Die Schwefelbläschen waren abgelagert in einer kleinen an beiden Enden offenen Röhre, die, von einer Eisendrahtspirale getragen, sich innerhalb einer weiteren Röhre befand, welche an einem Ende verschlossen und über Quecksilber umgekehrt stand, 0^m,021 im Durchmesser hielt und im Ganzen eine Höhe von 1^m,8 hatte.

In den Kellern der Sternwarte bräunte der Dampf von 30 Grm. Quecksilber, die sich am Boden von 1^m,1 bis 1^m,2 hohen Röhren befanden, nach 20 Tagen Schwefelbläschen, die auf die Innenwand der als Stöpsel dienenden Retorten abgelagert worden waren.

Dasselbe Resultat erhielt man oftmals, es mochte die Temperatur constant seyn, wie in den Kellern der Sternwarte, oder um 10 Grad und darüber veränderlich, wie in einem Hofe, Laboratorium, u. s. w.; auch schien es keinen merklichen Unterschied zu machen, ob die Luft in den Röhren mehr oder weniger frei, oder abgesperrt war. Bei allen Temperaturen bildete sich immer Schwefelquecksilber, welches bei 0° und darüber mehr oder weniger braun ist. Allein bei — 8° C. färbte der Quecksilberdampf die in einer Entfernung von mehren Centimetern befindlichen Schwefelbläschen gelb und roth. Der Dampf von weichen Amalgamen bewirkt oft dasselbe.

Im ersten Fall konnte man, bei hinreichender Verlängerung der Versuche, wägbare Mengen (0,006 bis 0,023 Grm.) Quecksilber in den Schwefelbläschen verdichten. Ebenso war es der Fall mit Quecksilbersalbe,

Amalgamen von Silber, Zinn etc. Andererseits nimmt der bläschenförmige, der in Nadeln erstarrte und der gehärtete Schwefel, welche letztere beiden Bläschen enthalten, Quecksilber auf, selbst wenn sie sich am Boden von 0^m,5 langen Röhren befinden, die auf Quecksilber ruhen.

3. Nahm man unter den vorhin angezeigten Umständen statt des bläschenförmigen Schwefels Joddampf (erzeugt in sehr geringer Menge bei gewöhnlicher Temperatur durch einige Centigramme Jod, die in einer kleinen als Stöpsel dienenden Retorte verdampft und auf deren Innenwand verdichtet waren), der in einer Quecksilber enthaltenden Röhre von dem oberen Theile herabsank, so schien der Quecksilberdampf eine begränzte Atmosphäre über dem flüssigen Metall zu bilden. In der That schien er sich bei + 26° C. nur 0^m,036 bis höchstens 0^m,038 zu erheben, bei + 12° C. nur 0^m,020 bis 0^m,022, wie durch das auf die Röhre sich ablagernde Jodquecksilber angedeutet zu werden schien.

In den Kellern der Sternwarte bildete das rothe Jodid zwar einen sehr zarten Ring, und dieser war, wie es sich aus obigen Versuchen vorhersehen liefs, nur einige Millimeter vom Quecksilber entfernt; allein diefs mufs der Feuchtigkeit zugeschrieben werden, indem die Röhren mit dem Jod an der Mauer befestigt waren.

Im Meridiansaal der Sternwarte, bei einer Temperatur von 22°,4, gab Silberamalgam mit Joddampf einen Ring, der sich viel weiter ausdehnte als der vorhergehende; er bestand aus sehr deutlichen, bestimmbaren Krystallen und war 0^m,015 vom Quecksilber entfernt.

In den meisten der mit Jod angestellten Versuche bestand der durch die Reaction des Joddampfs auf den Quecksilberdampf gebildete Ring aus mehreren Jodiden dieses Metalls; allein das rothe Jodid war überwiegend oder allein vorhanden, wenn, bei einem geringen Ueberschufs von Joddampf, der Versuch zur rechten Zeit unterbrochen wurde.

Mittelst einer 1 Meter langen Röhre, die senkrecht in einer weiteren, auf Quecksilber ruhenden Röhre angebracht

war, liefs sich der Versuch von Hrn. John Davy¹⁾ bestätigen, aus welchem hervorgeht, dafs das Jod bei gewöhnlicher Temperatur in Distanz von Quecksilber den Dampf desselben zu absorbiren vermag. Dieser Versuch hatte, meines Wissens, noch keine Bestätigung erfahren.

Wie dem auch seyn mag, so sieht man doch, dafs das Resultat mit dem vom bläschenförmigen Schwefel gelieferten übereinstimmt, und dafs, wenn, beim Jod im dampfförmigen Zustand, die Atmosphäre des Quecksilbers begränzt erscheint, diefs alleinig davon herrührt, dafs der Dampf des Jodquecksilbers und selbst der des Jods eine bedeutende Dichtigkeit in Bezug auf die Luft besitzen. Daraus folgt, dafs der Quecksilberdampf sich bis zu einer gewissen, mit der Temperatur veränderlichen Gränze ausbreitet, während die aus Jodquecksilber gebildeten Ringe bei einer selben Temperatur und unter sonst gleichen Umständen (Spannkraft des Quecksilbers, die, obwohl bei den angegebenen Temperaturen sehr schwach, doch merklich und vielleicht mefsbar ist) eine ziemlich constante Höhe haben.

Bromdampf verhält sich wie Joddampf, ebenso Terpenthinöl, und selbst gasförmiges Chlor bei $+75^{\circ}$.

Folgerungen.

1. Quecksilberdampf scheint bei allen Temperaturen zwischen einigen Graden unter Null und 30 Graden darüber wie die übrigen Dämpfe *dem Gesetz der Mischung von Gas und Dämpfen* unterworfen zu seyn. Alle mit Schwefel in seinen verschiedenen Zuständen gemachten Versuche beweisen übereinstimmend, dafs die in Folge der ausschließlichen Anwendung des Goldes als Reagenzes angenommene Gränze in der Verdampfung des Quecksilbers weit über das hinausgeht, was sich nach den Versuchen des Hrn. Faraday erwarten liefs, weil erwiesen worden ist, dafs der Quecksilberdampf bei der constanten Temperatur von $11^{\circ},5$ sich bis zu einer Höhe von $1^{\text{m}},76$ erheben kann.

2. Dafs der Joddampf in einigen Fällen ein Resultat

1) *L'Institut*, 11. Febr. 1846, T. XIV. p. 56.

liefert, welches zwar auf den ersten Blick anzudeuten scheint, daß der Quecksilberdampf eine begränzte Atmosphäre bilde, welches aber alleinig aus der relativ zur Luft bedeutenden Dichtigkeit der Dämpfe des Jods und der Quecksilberjodüre, so wie aus der geringen Flüchtigkeit dieser letzteren hervorgeht. Dasselbe gilt vom Bromdampf, Chlorgas u. s. w.

3. Die Flüchtigkeit des Products der Verbindung von Quecksilberdampf mit Schwefel und die sehr geringe Menge von relativ wenig dichten Dampf, welche der Schwefel bei gewöhnlicher Temperatur giebt, erklären dagegen ohne Schwierigkeit die mit diesem erhaltenen Resultate. Die Schwefelbläschen absorbiren den Quecksilberdampf mit groſser Energie, und wenn man Schwefel anwendet hindert nichts die Vermengung der Luft mit den entstandenen Dämpfen. Das in diesem Falle erhaltene Hauptresultat kann also als das normale betrachtet werden.

4. Indem man die von Hrn. Faraday beobachtete Thatsache, welche übrigens vollkommen richtig ist, mit den Ansichten Poisson's über den Zustand der äußersten Schichten unserer Erdatmosphäre verknüpfte, hat man sich bei den höchsten Fragen der allgemeinen Physik auf die Verdampfungsgränze des Quecksilbers berufen, sowohl wenn es sich um die Gränze der Erdatmosphäre selber, als auch um die Theilbarkeit der Materie handelte, Fragen, die seit Wollaston oft als correlativ betrachtet worden sind. Die Resultate meiner Versuche scheinen zu beweisen, daß man sich bei Speculationen dieser Art, die von Hrn. Dumas in seinen *Leçons sur la philosophie chimique* mit so vieler Urtheilskraft erörtert worden sind, nicht mehr auf die Verdampfungsgränze des Quecksilbers berufen dürfe ¹⁾.

1) Sich stützend auf seine eigenen Versuche und auf die Versuche anderer Physiker hat Hr. Faraday geglaubt, daß es für alle Körper Gränztemperaturen gebe, bei welchen die Verdampfung nicht mehr stattfinde. Versuche, mit denen ich mich oft beschäftigt habe, lassen mich glauben, daß es sich mit den übrigen Körpern ebenso verhalte wie mit dem Quecksilber.

XV. *Ueber die Farben gekühlter Gläser ohne Polarisationsapparat; von W. Rollmann.*

Die genannte Erscheinung haben gewiß schon viele Experimentatoren gesehen, ohne sie weiter zu beachten. So wenigstens ist es mir ergangen, und ich wurde erst durch die Mittheilung des Hrn. Seyffer ¹⁾ zu weiterem Forschen nach dem nicht fern liegenden Grunde der Sache angeregt.

Entfernt man aus einem Nörremberg'schen Polarisations-Apparate die polarisirende und analysirende Vorrichtung und bringt dafür eine gekühlte Glasplatte unter ungefähr 35° Neigung in demselben an, so daß man durch die Ringe des Apparats und die Platte hindurch deren glänzendes Bild im horizontalen Spiegel erblickt, so zeigt es das bekannte schwarze Kreuz u. s. w. Die Platte ist also hier zu gleicher Zeit der Polarisator, der Zerleger und das Object zwischen beiden. Die von der Platte unter 35° reflectirten, also polarisirten, Strahlen treffen den Spiegel, werden in sich reflectirt, durchdringen die Platte und werden dadurch, wenigstens zum Theil, analysirt. Eine Drehung der Platte im Azimut ändert natürlich das Farbenbild nicht, weil sie einer Drehung des ganzen Apparats gleich ist. Dasselbe Experiment läßt sich mit einem Gypsblättchen anstellen.

Legt man nun die Glasplatte auf eine matte Unterlage horizontal auf das Fensterbrett, so zeigen sich, selbst bei so grauem Himmel wie er an einem pommerschen Wintertage ohne Nebel nur seyn kann, die Farbenflecke in den Ecken der glänzenden Fläche. Ob das Kreuz hell oder dunkel, liefs sich jedoch nicht erkennen, was zwar paradox klingen mag, aber doch richtig ist, indem man bei dem schiefen Ansehen der Platte leicht die das weiße Kreuz begränzenden dunklen Curven für die Aeste des

1) Pogg. Ann. Bd. 90, S. 570.

schwarzen halten kann. Die Farben der Flecke waren ebenfalls zu verwaschen, um sie als Anhaltspunkt zu benutzen. Als nun das Fenster geöffnet wurde, war die Erscheinung wenigstens meinen Augen verschwunden. Die Fensterscheiben hatten also das Licht, sey es durch Reflexion oder durch Brechung, polarisirt, und es war dann entweder, nachdem es von der unteren Fläche der Platte reflectirt war, beim zweiten Durchgang durch diese analysirt, oder die untere Fläche der Platte ist Zerleger und zeigt uns durch Reflexion das Farbenbild, welches beim ersten Durchgange des schon polarisirten Lichtes durch die Platte entstand. Welche Annahme die richtige sey, muß sich daraus erkennen lassen, ob die Farbenfigur dem einen oder anderen der angenommenen beiden parallelen Zerleger entspricht. Die Glasplatte konnte hierzu nicht dienen, da sie bei dem trüben Wetter ihre Figur nicht deutlich genug zeigte. Ein leichtes Entscheidungsmittel bietet der Gyps dar, welcher in die Lage der Platte gebracht, selbst bei offenem Fenster seine Farben noch deutlich zeigte, und es stellte sich bei diesem heraus, daß die Erscheinung zu ihrer Erklärung eine Zerlegung durch Brechung und nicht durch Reflexion fordert, indem ein Satz Glasplatten, parallel dem Glimmer als Zerleger gebraucht, die Farben desselben stärker hervortreten liefs, um 90° gedreht, jedoch die complementären zeigte. Eine weitere Untersuchung im Polarisationsapparat ergab, daß die Polarisationssebene des Lichtes, welches die Farben im Gyps hervorbringt, senkrecht auf demselben steht. Es muß also diefs Licht durch Reflexion polarisirt seyn. Da die Erscheinung bei geschlossenen Fenstern sich stärker zeigte, so hatten die Fensterscheiben durch Reflexion polarisiren helfen. Daß die Erscheinung sich bei klarem Himmel intensiver zeigt, ist aus bekannten Gründen klar.

• Hr. Seyffer hat bei künstlicher Beleuchtung keine Farben gesehen; ich habe sie sowohl bei Kerzen- als Lampenlicht sehr entschieden, wenn auch schwach bemerkt, was dafür spricht, daß die untere Fläche der beiden Sub-

stanzen schon allein das Licht so stark polarisirt, daß man nach dem Durchgange desselben durch die Platten Farben erblickte. Ehe aber das Licht die untere Fläche erreicht, muß es schon zum Theil polarisirt seyn. Diese Polarisation ist aber entgegengesetzt und schwächer als die, welche es durch Reflexion erleidet.

Stargard d. 18. Januar 1854.

XVI. *Ueber einen Diamantkrystall aus dem
Districte Bogagem in Brasilien;
von Hrn. Dufrénoy.*

(*Compt. rend. T. XL. p. 3*)

Hr. Halphen hat kürzlich aus Brasilien einen durch seine Größe, Reinheit und Krystallform äußerst merkwürdigen Diamanten erhalten. Von den ersten Augenblicken an, da er in den Handel kam, hat er die Aufmerksamkeit der Steinschneider auf sich gezogen, die ihm, zur Unterscheidung von anderen Diamanten, den Namen *Südstern* (*Étoile du Sud*) beilegte. Hr. Halphen war so gütig, mir diesen kostbaren Diamanten anzuvertrauen, und beauftragte mich, ihn der Akademie vorzulegen.

Der Südstern wiegt 52^{grm},275 entsprechend 254,5 Karat. Durch den Schliff wird derselbe fast die Hälfte seines Gewichts einbüßen und auf etwa 127 Karat zurückkommen.

Dieses Gewicht wird ihn noch in den vierten oder fünften Rang der bekannten kostbarsten Diamanten setzen. Es wiegt nämlich der *Regent* 136 Karat, der *Ko-hi-noor*, welcher Ihrer Maj. der Königin von England gehört und auf der allgemeinen Ausstellung zu London i. J. 1851 die Aufmerksamkeit des Publikums erregte, 120 bis 122 Karat.

Den Steinschleifern zufolge, welche gewohnt sind den Glanz eines Diamanten selbst im rohen Zustand zu beur-

theilen, wird der Südstern eine vollkommene Klarheit und jenen eigenthümlichen Glanz besitzen, welcher dem Diamant einen so hohen Werth verleiht.

Der Preis von Diamanten analoger Dimensionen wie die des Südsterns läßt sich nicht angeben; solche außergewöhnliche Diamanten können nicht als Handelsgegenstände betrachtet werden. Ihr Werth, welcher zwischen sehr beträchtlichen Gränzen und nach Umständen schwankt, ist ganz conventionell. Wir erinnern nur daran, daß der Regent i. J. 1848 in den Inventarien der Krone zu 8 Millionen (Franken?) aufgeführt, und der Ko-hi-noor der Ostindischen Compagnie zu 6 Millionen überlassen wurde. Ungeachtet dieses hohen Preises würde ich den Südstern nicht der Akademie vorgezeigt haben, wenn dieser nicht gewisse Eigenthümlichkeiten darböte, die noch nicht an Diamantkrystallen beobachtet worden sind und ihm ein großes wissenschaftliches Interesse geben; sie scheinen mir selbst von der Art, neue Ideen über das Vorkommen der Diamanten zu erregen.

Die allgemeine Gestalt des Südsterns ist ein Rhomben-Dodecaëder, welches auf jeder seiner Flächen eine sehr stumpfe Zuschärfung hat und folglich vier und zwanzig Flächen darbietet. Die Flächen sind matt, wie chagriniert. Außerdem bemerkt man leichte Streifen, die auf die den Diamant als Mineralspecies charakterisirenden octaëdrischen Spaltbarkeiten führen.

Das specifische Gewicht ist nach Hrn. Halphen 3,529 bei 15° C.

Auf einer der Flächen dieses Diamants beobachtet man eine ziemlich tiefe Höhlung, die, wie man erkennt, von einem ehemals darauf sitzenden octaëdrischen Krystall herrührt. Das Innere dieser Höhlung zeigt unter der Lupe octaëdrische Streifen; es ist also nicht zweifelhaft, daß der Krystall, welcher seine Spur zurückgelassen hat, ein Diamant war.

Auf dem hinteren Theil des Diamanten bemerkt man zwei andere weniger tiefe Höhlungen, ebenfalls auf ihrer inneren Fläche mit octaëdrischen Streifen versehen. Eine

derselben zeigt sogar Spuren von drei bis vier verschiedenen Krystallen.

Auf dieser selben Seite des Krystalls sieht man eine platte Partie, wo die Spaltbarkeit erscheint. Ich bin geneigt sie für eine Bruchfläche zu halten; vielleicht saß hier der Diamant auf der Gangmasse, von der er durch Diluvial-Phänomene losgerissen ward.

Endlich gewahrt man einige schwarze Lamellen, welche mir zum Titaneisen zu gehören scheinen, einem Mineral, das in den Alpen und in Brasilien oft mit Quarzkrystallen vorkommt.

Aus allen diesen Thatsachen folgt, daß der *Südstern* ursprünglich zu einer Gruppe von Diamantkrystallen gehörte, die analog war den Krystallgruppen von Quarz, Kalkspath, Schwefelkies und den meisten krystallisirten Mineralien. Der Diamant käme also als Auskleidung von Geoden vor, inmitten gewisser Gesteine, die uns zwar noch unbekannt sind, die aber nach der von Hrn. Lomonosoff i. J. 1843 mitgetheilten Beobachtung zum metamorphischen Terrain von Brasilien gehören würden. Das wäre also seine wahre Lagerstätte und in dieser Beziehung würde die Bildung der Diamanten Analogie haben mit der der meisten Krystalle, besonders mit der Bildung der Quarzgeoden, welche man im Carrarischen Marmor findet.

Der *Südstern* wurde im Juli 1853 von einer in den Gruben von Bogagem, einem Districte der Provinz Minas Geraes, beschäftigten Negerinn aufgefunden. Er ist der größte Diamant, der aus Brasilien nach Europa gekommen ist. Die berühmtesten Diamanten, der des Kaisers von Rußland, der des Großherzogs von Toscana, der Regent, der Ko-hi-noor, stammen sämmtlich aus Ostindien.

Der *Südstern* wird auf der im Mai beginnenden allgemeinen Ausstellung prangen. Sein Glanz wird dann ohne Zweifel die Menge ergötzen, aber er wird dann sein wissenschaftliches Interesse verloren haben, und das war der Grund, weshalb ich die Beschreibung desselben der Akademie mittheilte. Die Operation des Schleifens erfordert eine unaus-

gesetzte Arbeit von zwei Monaten, und geschieht ohne Abspalten blofs durch die Schleifmühle.

XVII. *Ueber die von den Seefahrern unter dem Namen Meermilch beschriebenen Erscheinungen; von Hrn. Camille Dareste.*

(*Compt. rend. T. XL. p. 316.*)

In einer neueren Mittheilung lenkte Hr. Grafton Chapman die Aufmerksamkeit der Akademie auf eine ungewöhnliche Erscheinung, welche er auf der See beobachtete und dem Wasser das Ansehen von Milch verlieh. Da ich zum Behufe des mich eben beschäftigenden Studiums der Färbung des Meeres genöthigt war, eine große Zahl von See-reisen zu lesen, so habe ich viele derartige Beobachtungen angetroffen, und obwohl ich sie nicht speciell studirt habe, kann ich doch als das Resultat der Vergleichung dieser particulären Thatsachen einige allgemeine Folgerungen hinstellen.

Zuvörderst sind diese Erscheinungen sehr häufig, viel häufiger als die rothen Färbungen, in dem Grade, daß es gegenwärtig vielleicht kein wissenschaftliches Reisewerk giebt, welches nicht deren erwähnte. Ich glaube mich nicht sehr von der Wahrheit zu entfernen, wenn ich annehme, daß die Anzahl dieser Beobachtungen fast drei Mal so groß ist als die von rothen Färbungen.

Besonders sind die intertropischen Meere der Schauplatz diesen Erscheinungen, vor allem, wie es scheint, der Golf von Guinea und das Arabische Meer. Die meisten Beobachtungen beziehen sich auf diese beiden Gegenden. In dem letzteren Meere ist das Phänomen schon den Alten, mehr als ein Jahrhundert vor unserer Zeitrechnung bekannt gewesen, wie aus der merkwürdigen Aeußerung des Geo-

graphen Agatharchides erhellt: Längs diesem Lande (der Küste von Arabien) hat das Meer ein weißes Ansehen wie ein Fluß; die Ursache dieser Erscheinung ist für uns ein Gegenstand des Erstaunens ¹⁾).

Wahrscheinlich ist dieß Phänomen wie das der rothen oder blutigen Meere ein Product verschiedener Ursachen. In der Mehrzahl der Fälle, wie bei der Beobachtung des Hrn. Grafton Chapman, entsteht dieß Phänomen jedoch gleichzeitig mit der Phosphorescenz des Meers, und Alles läßt glauben, daß es eben durch die phosphorescirenden Thierchen selbst hervorgebracht wird.

Es erklärt sich übriges durch die schönen Beobachtungen, welche zu Boulogne i. J. 1850 von Hrn. Quatrefages gemacht worden sind ²⁾. Dieser Gelehrte hat nämlich beobachtet, daß die Noctiluken, welche dieses Phänomen hervorbringen, nicht immer lebhafte und glänzende Funken geben, sondern unter gewissen Umständen, welche er mit vieler Sorgfalt studirt hat, ein stetes und wenig starkes Licht verbreiten, welches diesen Thierchen eine weiße Farbe giebt. Man begreift somit, daß, wenn diese Thierchen in bedeutender Masse vorhanden sind, viele von ihnen diese stete Helligkeit (*clarté fixe*) verbreiten und das Meer auf große Strecken weiß färben können. Die Noctiluken scheinen nicht die einzigen Thiere zu seyn, welche diese Eigenschaft besitzen. Bei der Beobachtung des Hrn. Grafton Chapman scheinen die Thiere, welche die weiße Farbe und die Phosphorescenz hervorbringen, wahrscheinlich zu den Salpen oder Pyrosomen zu gehören.

Endlich kommen, wie ich es für die rothen Färbungen zu erweisen gesucht habe, die weißen Farben häufig, wenn nicht gar immer, an denselben Localitäten vor. Ich will nur ein Beispiel anführen, welches in der Nähe der cap-

1) *Agatharchides, De mari rubro*, in den: *Geographi minores*, (Oxford 1698) T. I. p. 65.

2) *Quatrefages, Mém. sur la phosphorescence de quelques invertébrés marins* (*Ann. des sciences naturelles*, 3^e série zoologique T. XIV. p. 260).

verdischen Inseln beobachtet wurde. Es ist genommen aus der: *Voyage de la Vénus* (T. I. p. 26) des Hrn. Dupetit-Thouars:

»Am 13 Januar 1837, um 2 Uhr, als wir am Meere eine Farbenveränderung wahrnahmen, sondirten wir und fanden bei 300 Faden (*brasses*) keinen Grund. Die Farbenänderung schien also nicht einer Beschaffenheit des Bodens zugeschrieben werden zu müssen, sondern wahrscheinlicher der Gegenwart der kleinen Thiere oder Molusken, welche die Engländer *Squid* nennen.«

»Die gefärbt erscheinenden Gewässer ändern ihren Ort nicht merklich. In der That habe ich sie auf mehreren Reisen an derselben Stelle getroffen. Um nicht blofs das von mir selbst Beobachtete anzuführen, will ich bemerken, dafs wir sie auf dieser Fahrt unter $21^{\circ} 29' 39''$ N. und $21^{\circ} 45' 30''$ W. v. Paris antrafen; dafs Frézier sie auf seiner Reise nach Chili i. J. 1712 unter $21^{\circ} 21'$ N. und $21^{\circ} 39'$ W. fand, und der amerikanische Capitän Fanning am 12 Juli 1797 unter $21^{\circ} 48'$ N. und $23^{\circ} 50'$ W. v. Greenwich. Alle diese Beobachtungen scheinen zu beweisen, dafs die gefärbten Wässer begränzt sind und es scheint mir fast unmöglich, dafs sie nicht dieselben waren wie die, welche in den oben citirten Reisen gesehen wurden, weil die Oertlichkeiten fast dieselben sind.«